PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23/24 — 15. Dezember 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 2 am 1. Januar 1940 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

J. Juilfs, Zur Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen. S. 697.

G. Stetter u. H. Wambacher, Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen. S. 702.

W. Jentschke u. F. Prankl, Über die Kernträmmer aus neutronenbestrahltem Uran. S. 706.

W. Kast u. H. A. Stuart, Die molekulare Struktur der Flüssigkeiten im Modellversuch. S. 714.

J. Tagger, Ein Magnetsystem mit veränderbarer Astasierung. S. 718.

E. Fischer und G. Klages, Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten. S. 721.

F. Trendelenburg, Bemerkung zu der Veröffentlichung von P. Debye. S. 727.

Nachrichten. S. 728.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1939/40. S. 728.

Titel und Register des Bandes.

ABHANDLUNGEN

Zur Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen

Von J. Juilfs

Die exakte Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen einer Koinzidenzanordnung bei Höhenstrahlungsmessungen ist vor allem bei kleinen Intensitäten, wie sie in größeren Tiefen im Bergwerk und bei Unterwassermessungen auftreten, wie auch bei Vergleichs- und Schwankungsmessungen sowie bei den Messungen über Höhenstrahlenbüschel[1]) unerläßlich. Ebenso muß bei Koinzidenzmessungen an radioaktiven Präparaten die Zahl der zufälligen Koinzidenzen genau bestimmt werden. Da die in der früheren Literatur angegebenen Werte sich stark voneinander unterscheiden und oft nur Näherungen darstellen, soll im folgenden eine kurze Darstellung einer einfachen und anschaulichen Überlegung zur exakten Berechnung der zufälligen Koinzidenzen bei Zwei- und Mehrfachkoinzidenzanordnungen gegeben und diskutiert werden.

1. Verteilung und Stoßform

Die Verteilung der Höhenstrahlenteilchen oder der Teilchen aus langlebigen radioaktiven Präparaten, welche ein Zählrohr durchsetzen, ist zeitlich vollständig unregelmäßig, d. h. die Teilchen sind auf der Zeitachse nach dem Poissonschen Gesetz verteilt[2])[3]). Ist der Mittelwert der gezählten Teilchenzahl in der Zeiteinheit N, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß von einem gegebenen Augenblick an das Intervall t frei bleibt und der auf den zur Zeit $t=0$ eingetretenen Impuls folgende in das Intervall zwischen t und $t+dt$ fällt,

$$w(N,t)\,dt = e^{-Nt}\cdot N\,dt\,. \qquad (1)$$

Ist dann τ die Zeit, während welcher das Zählrohr nach dem Ansprechen auf ein Teilchen unempfindlich für die Zählung eines weiteren Teilchens ist, so werden

$$N' = N\cdot e^{-N\tau} \text{ Teilchen} \qquad (2)$$

von dem Zählrohr registriert. Diese durch das innere Auflösungsvermögen des Zählrohrs gegebene Zahl N' wird im folgenden kurz als die Zahl der Zählstöße bezeichnet. Die durch Gleichung (2) gegebene Korrektur ist also bei den späteren Formeln immer auszuführen.

Zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzen müssen wir zunächst noch von dem Zählrohrimpuls selbst sprechen, den Trost in seiner Dissertation[1]) eingehend behandelt hat. Der Spannungsverlauf am Zähldraht, der in der Fig. 1 dargestellt ist, wird durch die äußeren Schaltelemente, insbesondere den Ableitewiderstand und die Kapazität gegen Erde bestimmt. Für die Koinzidenz der Stöße in zwei Zählrohren – bei mehreren Zählrohren geschieht die Überlegung völlig analog – ist eine Spannungsamplitude ($\geqq U_{\min}$) am Mischrohr notwendig, die durch Überlagerung (oder anderweitige additive oder multiplikative Mischung) erzeugt wird

1) P. Auger und R. Maze, C. r. **207**, 228, 1938 und spätere Arbeiten.

2) W. Bothe, Physik. Zeitschr. **37**, 520, 1936.

3) J. Meixner, Ann. d. Phys. (5) **30**, 665, 1937; dort auch weitere Literatur.

1) A. Trost, Zeitschr. f. Phys. **105**, 399, 1937.

und deren Höhe von der jeweiligen Einstellung des Zählrohrverstärkers abhängt. Es wird also bei direkter Ankopplung des Zähldrahtes an das Gitter des Verstärkereingangsrohres nur ein Bereich oberhalb der Spannung U_{min} des Spannungsverlaufes am Zähldraht der Rohre für die Koinzidenz wirksam. Bei kapazitiver Ankopplung gilt die gleiche Überlegung für den Spannungsverlauf hinter dem Kopplungskondensator. Für das Auflösungsvermögen im Koinzidenz-

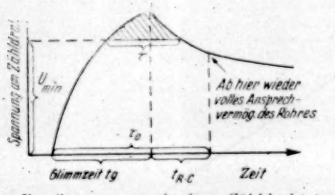


Fig. 1. Der Spannungsverlauf am Zähldraht (nach Trost). Der Spannungsverlauf hinter dem Kopplungskondensator unterscheidet sich hiervon im wesentlichen durch den steilen Abfall hinter der Spannungsspitze (also kleineres τ!).

verstärker ist daher nicht die Zeit τ_0 maßgebend, die das Zählrohr nach dem Ansprechen auf ein ionisierendes Teilchen praktisch unempfindlich bleibt, sondern eine kleinere Zeit τ, die durch die Basisbreite des Spannungsberges am Gitter oberhalb U_{min} gegeben ist. Für das Folgende wollen wir zunächst annehmen, daß für alle verwendeten Zählrohre einer Apparatur die Basisbreiten einander gleich ($=\tau$) sind; auf den Fall verschiedener Basisbreiten werden wir weiter unten zurückkommen.

2. Die Berechnung der „Zufallskoinzidenzen"

Für die Berechnung der zufälligen Zweifachkoinzidenzen stellen wir uns die beiden Systeme mit im Mittel N_1 bzw. N_2 vom Zählrohrverstärker in der Zeiteinheit erfaßten Zählstößen auf der Zeitachse aufgetragen vor (Fig. 2a). Die für die Koinzidenz wirksamen Abschnitte der Spannungskurven der Zählstöße, die die Basislänge τ haben, werden wir im folgenden kurz mit „Elementen" bezeichnen. Es kommt dann, wie aus der Figur anschaulich hervorgeht, eine Koinzidenz nur zustande, wenn zwei Elemente irgendwelche Zeitabschnitte gemeinsam überdecken. Das geschieht aber immer dann (vgl. die Figur), wenn das Ende eines Elementes des zweiten Systems zeitlich in ein Element des ersten Systems oder in den unmittelbar folgenden Zeitabschnitt der Elementlänge τ (= Länge der Elemente im zweiten System) fällt.

Wir haben jetzt zu untersuchen, wie oft der Fall eintritt, daß eine gleichzeitige Überdeckung eines Zeitabschnittes durch die Elemente der beiden Systeme eintritt. Da die Zählstöße beider Systeme nach dem Poissonschen Gesetz verteilt sind, kann man die Anordnung der Elemente in einem System beliebig, jedoch unabhängig von der Anordnung aller oder eines Teils der Elemente im zweiten System ändern[1]) – wobei der freibleibende Zeitabschnitt zwischen zwei benachbarten Elementen immer mindestens τ sein muß –, ohne daß im Mittel die Anzahl der Überdeckungen im ganzen System eine andere wird.

Fig. 2a. Die zeitliche Überdeckung zweier Zählstöße.

Wir schieben etwa alle Elemente des ersten Systems nach dem einen Ende des betrachteten Zeitabschnittes (Fig. 2b), den wir der Einfachheit halber als die Zeiteinheit wählen[2]), zusammen, so daß zwischen je zwei Elementen eine gleichlange Strecke τ liegt[3]). Dann können alle Elemente des zweiten Systems, die nicht mit der von den Elementen des ersten Systems ausgefüllten „koinzidenzempfindlichen" Strecke gleichzeitig auftreten, keine Koinzidenzen erzeugen; die übrigen Elemente, die mit dem

1) Wird die neue Anordnung nämlich von der Anordnung aller oder einiger Elemente des zweiten Systems abhängig gemacht, so kann wahrscheinlichkeitstheoretisch leicht gezeigt werden, daß dann jede gewünschte Zahl von Zufallskoinzidenzen erhalten werden kann.

2) Während diese wahrscheinlichkeitstheoretischen Betrachtungen nur für eine sehr große Zahl von Elementen gültig sind und daher auch stets lange Meßreihen auszuführen sind, kann bei der Berechnung die Zeiteinheit als Zeitabschnitt zugrunde gelegt werden, da sich die Zeit t bei allen hier gemachten Ansätzen sofort heraushebt.

3) Für den Fall, daß zwei Elemente von vornherein nur um eine Strecke $\varkappa (< \tau)$ auseinanderliegen, wird (vgl. weiter unten) der koinzidenzempfindliche Abschnitt nur die Länge $(2N_1 - 1) \cdot \tau + \varkappa$ haben, so daß [vgl. Formel (3)] die Anzahl der zufälligen Zweifachkoinzidenzen dann bis auf die noch anzubringende Korrektur $A = 2N_1N_2\tau - N_2(\tau - \varkappa)$ wird. Da aber ein Element des zweiten Systems, das den Abschnitt der Länge $\varkappa$ zeitlich enthält, in dem gewählten Schema zwei Koinzidenzen verursacht, andererseits ein derartiges Zusammentreffen in der Zeiteinheit gerade $B = N_2(\tau - \varkappa)$-mal vorkommt, so wird auch hier wieder $K_z^2 = A + B = 2N_1N_2 \cdot \tau$, so daß der gemachte Ansatz also allgemeine Gültigkeit besitzt.

koinzidenzempfindlichen Abschnitt zusammen auftreten, müssen mit Elementen des ersten Systems koinzidieren, d. h. mindestens einen Punkt mit diesen gemeinsam haben. Die Länge des koinzidenzempfindlichen Abschnittes ist dann $2N_1 \cdot \tau$. Da bei der Verteilung nach dem

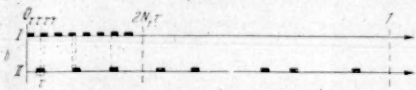


Fig. 2b. Zur Berechnung der zufälligen Zweifachkoinzidenzen.

Poissonschen Gesetz die Anzahl der Elemente im Mittel den Zeiträumen proportional ist, so wird das Verhältnis für die Anzahl K_z^2 der koinzidierenden Elemente zu der Gesamtzahl N_2

$$\frac{2N_1\tau}{1} = \frac{K_z^2}{N_2}$$

oder

$$K_z^2 = 2 \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot \tau \,. \qquad (3)$$

Zur Berechnung der in einer Koinzidenzanordnung wirklich auftretenden Zufallskoinzidenzen dürfen nur die Einzelstöße berücksichtigt werden, die keine systematischen, durch die Anordnung der Zählrohre bedingten Koinzidenzen liefern. Die Anzahl der wirklich auftretenden Zufallskoinzidenzen ist also

$$\overline{K_z^2} = 2\,(N_1 - K_s^2)\,(N_2 - K_s^2)\,\tau \,; \qquad (4)$$

dabei ist K_s^2 die Anzahl der systematischen Koinzidenzen; es ist, wenn K^2 die gezählten Koinzidenzen sind,

$$K_s^2 = K^2 - \overline{K_z^2} \,. \qquad (5)$$

Die Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen geht im Grunde auf die Fundamentalformel (3) zurück. Ein Beispiel mag das

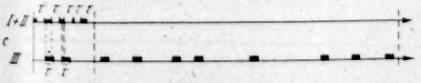


Fig. 2c. Zur Berechnung der zufälligen Dreifachkoinzidenzen.

erläutern. Zufällige Dreifachkoinzidenzen sind alle diejenigen, die hervorgerufen werden können durch zufälliges gleichzeitiges Auftreten erstens von Einzelstößen in allen drei Rohren, die keine systematischen Koinzidenzen liefern, und zweitens von systematischen Zweifachkoinzidenzen, die keine Dreifachkoinzidenzen hervorrufen, mit Einzelstößen im jeweiligen dritten Rohr.

Wir berechnen zunächst die Zahl der Koinzidenzen, bei denen die Elemente verschiedener Systeme auch keine systematischen Zweifachkoinzidenzen liefern. Die Anzahl der zufälligen Zweifachkoinzidenzen ist zu $2N_1N_2 \cdot \tau$ berechnet worden. Die Länge dieser K_z^2 Koinzidenzen schwankt je nach Art des Zusammentreffens der Elemente zwischen o und τ; die Summe der Längen aller K_z^2 Koinzidenzelemente ist aber, da der koinzidenzempfindliche Abschnitt des ersten Systems wegen der Gleichheit der τ für beide Systeme zur Hälfte von Lücken, zur anderen Hälfte von Einzelelementen der Länge τ ausgefüllt ist, $1 \cdot N_1N_2\tau^2$. Nun schieben wir die jetzt nicht mehr gleichlangen Koinzidenzen auf der Einheitsstrecke zum einen Ende der Strecke (Fig. 2c), so daß der Zwischenraum zwischen zwei Koinzidenzen auch hier wieder gleich der Länge der Elemente des dritten Systems, also gleich τ ist. Dann wird die Gesamtlänge des neuen empfindlichen Abschnittes

$$1 \cdot N_1N_2\tau^2 + K_z^2 \cdot \tau = 3\,N_1N_2\tau^2,$$

und es gilt für das Verhältnis der Anzahl der zufälligen Dreifachkoinzidenzen zur Gesamtzahl N_3 der Elemente des dritten Systems

$$\frac{3N_1N_2\tau^2}{1} = \frac{K_z^3}{N_3}$$

oder

$$K_z^3 = 3 \cdot N_1N_2N_3\tau^2 \,. \qquad (6)$$

Wenn in der früheren Literatur oft ein Zahlenfaktor > 3 angegeben wurde, so blieb bei solchen Betrachtungen unbeachtet, daß die $2 \cdot N_1N_2\tau$ Zufallskoinzidenzen zeitlich nicht mehr die Länge τ, sondern nur, wie oben ausgeführt, eine Länge zwischen o und τ besitzen.

Entsprechend den bisherigen Überlegungen treten im allgemeinen Falle bei der Berechnung der Zufallskoinzidenzen für n Rohre in dem System der zufälligen $(n-1)$fachen Koinzidenzen Lücken von der Gesamtlänge $(n-2) \cdot N_1N_2 \ldots N_{n-1} \cdot \tau^{n-1}$ und Überschneidungen (Koinzidenzen) von der Gesamtlänge $N_1N_2 \ldots N_{n-1} \cdot \tau^{n-1}$ auf. Wir machen dann den gleichen Ansatz wie oben und schieben die Elemente von der Gesamtlänge $N_1N_2 \ldots N_{n-1} \cdot \tau^{n-1}$ mit den $(n-1)\,N_1N_2 \ldots N_{n-1}\,\tau^{n-1}$ Zwischenräumen der Länge τ zusammen. Für den koinzidenzempfindlichen Bereich wird dann das Verhältnis

$$\frac{n \cdot N_1N_2 \ldots N_{n-1}\tau^{n-1}}{1} = \frac{K_z^n}{N_n}$$

oder

$$K_z^n = n \cdot N_1N_2 \ldots N_n\tau^{n-1} \,. \qquad (7)$$

Sind die Basislängen in den einzelnen koinzidierenden Systemen von Zählstößen einander nicht mehr gleich, so tritt, wie eine gleiche Überlegung sofort ergibt, an Stelle der koinzidenz-

empfindlichen Abschnitte für gleiches τ statt $2 \cdot N_1\tau$, $3 N_1 N_2 \tau^2$, ... nunmehr $N_1(\tau_1+\tau_2)$, $N_1 N_2 (\tau_1\tau_2+\tau_1\tau_3+\tau_2\tau_3)$, ... auf. Denn die für die zufälligen Zweifachkoinzidenzen wirksamen Längen der Elemente des ersten Systems werden nun τ_1, die Zwischenräume τ_2; bei den Dreifachkoinzidenzen wird die Summe der Längen der Zweifachkoinzidenzen entsprechend $N_1 N_2 \cdot \tau_1\tau_2$ und die K_z^2 Zwischenräume haben die Länge τ_3, so daß $K_z^3 = N_1 N_2 N_3 (\tau_1\tau_2+\tau_1\tau_3+\tau_2\tau_3)$ wird. Entsprechend wird im Allgemeinfall[1])

$$\left.\begin{aligned} K_z^n &= (N_1\tau_1 \cdot N_2\tau_2 \cdot \ldots \cdot N_n\tau_n) \\ &\left(\frac{1}{\tau_1}+\frac{1}{\tau_2}+\cdots+\frac{1}{\tau_n}\right). \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Für die systematischen Koinzidenzen ist im Falle der Verwendung gleicher Zählrohre τ die Länge der Koinzidenzelemente. Im Falle ungleichartiger Zählrohre müßte die wegen verschiedener Entladungsaufbauzeit unterschiedliche Glimmzeit t_g der Zählrohre und die damit verbundene Verkleinerung der Länge des Koinzidenzstoßes berücksichtigt werden. Ist t_g des einen Rohres (bei gleicher Stoßhöhe) um mehr als τ von t_g eines anderen Rohres verschieden, so werden diese beiden Rohre überhaupt keine systematischen Koinzidenzen mehr liefern. Es ist jedoch, wie auch durch Versuche festgestellt werden konnte, ohne weiteres durch Veränderung eines Ableitewiderstandes möglich, die Spannungsspitzen zweier Zählrohre wieder zur Deckung zu bringen. Wir können daher die Länge der systematischen Koinzidenzen auch in diesem Falle einheitlich gleich τ annehmen.

3. Die Formeln für die zufälligen Drei- und Vierfachkoinzidenzen

Die Anzahl von Dreifachkoinzidenzen zwischen einem System von K^2 Zweifachkoinzidenzen und einem System von N Einzelstößen der Länge τ wird $2 K^2 N \cdot \tau$, so daß also alle Möglichkeiten eines Zusammentreffens von Zweifachkoinzidenzen, die nicht als systematische Dreifachkoinzidenzen gezählt werden, mit Einzelstößen des jeweiligen dritten Rohres durch

$$\left.\begin{aligned} &2(K_{12}-K_{123})(N_3-[K_{23}-K_{123}]-[K_{13}-K_{123}]-K_{123})\tau \\ &+2(K_{13}-K_{123})(N_2-[K_{12}-K_{123}]-[K_{23}-K_{123}]-K_{123})\tau \\ &+2(K_{23}-K_{123})(N_1-[K_{12}-K_{123}]-[K_{13}-K_{123}]-K_{123})\tau \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

erfaßt werden (K_{ikl}... bedeuten dabei die Koinzidenzen zwischen dem i-ten, k-ten, l-ten, ... Rohr). Da die Ansprechwahrscheinlichkeit der heutigen Zählrohre kaum meßbar von 1 abweicht, kann bei einer Anordnung der drei Rohre in einer Ebene $K_{13} = K_{123}$ gesetzt werden. Es wird also, wenn außerdem $N_1 = N_2 = N_3 = N$ und $K_{12} = K_{23} = K^2$ gesetzt wird, die Anzahl $\bar{K}_{(z)}^3$ der zufälligen Dreifachkoinzidenzen nach Gleichung (6) und (9) ($K^3 = K_{123}$)

$$\bar{K}_z^3 = 3(N - K^{(2)})^2 (N - 2K^{(2)} + K^{(3)})\tau^2 + 4(K^{(2)} - K^{(3)})(N - K^{(2)})\tau . \quad (10)$$

Die Differenzen in den Klammern müssen berücksichtigt werden, da nur die unabhängigen Elemente, also nur diejenigen, die keine systematischen Koinzidenzen liefern, für die Zufallskoinzidenzen in Rechnung gesetzt werden dürfen. Die Bestimmung von τ geschieht zweckmäßig etwa derart, daß man die drei Rohre in derselben Horizontalebene mit möglichst weitem Abstand voneinander anordnet. Der Abstand muß dabei so groß gewählt werden, daß die Höhenstrahlenbüschel[2]) keinen Einfluß ausüben. Es wird dann, da systematische Koinzidenzen in dieser Anordnung praktisch nicht auftreten,

$$\tau = \sqrt{\frac{K_z^3}{3 N_1 N_2 N_3}} ;$$

das so errechnete τ setzen wir in Gleichung (10) ein und erhalten die in Koinzidenzanordnung wirklich auftretenden zufälligen Dreifachkoinzidenzen, d. h. also

$$\bar{K}_z^3 = \frac{(N - K^{(2)})^2 (N - 2K^{(2)} + K^{(3)})}{N^3} K_z^3 + 4(K^{(2)} - K^{(3)})(N - K^{(3)}) \cdot \sqrt{\frac{K_z^3}{3 N^3}} .$$

Geht man nun zu Vierfachkoinzidenzanordnungen über, so ergibt eine ähnliche Überlegung wie für die Dreifachkoinzidenzen bei Berück-

1) Vgl. auch die inzwischen erschienene Arbeit von C. Eckart und F. R. Shonka, Phys. Rev. **53**, 752, 1938.

2) P. Auger und R. Maze, l. c.

sichtigung der Zählrohransprechwahrscheinlichkeit von 1 (mit

$$\overline{N}_1 = \{N_1 - [K_{12} - (K_{123} - K_{1234}) - K_{1234}] - (K_{123} - K_{1234}) - K_{1234}\}$$

$$\overline{N}_2 = \{N_2 - [K_{12} - (K_{123} - K_{1234}) - K_{1234}] - [K_{23} - (K_{123} - K_{1234}) - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] - (K_{123} - K_{1234}) - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}\}$$

$$\overline{N}_3 = \{N_3 - [K_{23} - (K_{123} - K_{1234}) - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] - [K_{34} - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] - (K_{123} - K_{1234}) - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}\}$$

$$\overline{N}_4 = \{N_4 - [K_{34} - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}\}):$$

$$\begin{aligned}\overline{K}_z^4 = {} & 4 \cdot \overline{N}_1 \overline{N}_2 \overline{N}_3 \overline{N}_4 \tau^3 + 3 [K_{12} - (K_{123} - K_{1234}) - K_{1234}] \cdot \overline{N}_3 \overline{N}_4 \tau^2 \\ & + 3 [K_{23} - (K_{123} - K_{1234}) - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] \cdot \overline{N}_1 \overline{N}_4 \tau^2 \\ & + 3 [K_{34} - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] \overline{N}_1 \overline{N}_2 \tau^2 \\ & + 2 (K_{123} - K_{1234}) \overline{N}_4 \tau + 2 (K_{234} - K_{1234}) \overline{N}_1 \tau \\ & + 2 [K_{12} - (K_{123} - K_{1234}) - K_{1234}] [K_{34} - (K_{234} - K_{1234}) - K_{1234}] \tau\end{aligned}$$

oder bei

$$N_1 = N_2 = N_3 = N_4 = N,$$

$$K_{12} = K_{23} = K_{31} = K^2,$$

$$K_{123} = K_{234} = K^3$$

und

$$K_{1234} = K^4$$

wird dann

$$\left.\begin{aligned}\overline{K}_z^4 = {} & 4 (N - K^{(2)})^2 (N - 2 K^{(2)} + K^{(3)})^2 \tau^3 \\ & + 6 (K^{(2)} - K^{(3)}) (N - K^{(2)}) (N - 2 K^{(2)} + K^{(3)}) \tau^2 \\ & + 3 (K^{(2)} - 2 K^{(3)} + K^{(4)}) (N - K^{(2)})^2 \tau^2 \\ & + 4 (K^{(3)} - K^{(4)}) (N - K^{(2)}) \tau + 2 (K^{(2)} - K^{(3)})^2 \tau.\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

Die Gleichung (11) gibt die Zufallskoinzidenzen in normaler Vierfachkoinzidenzanordnung. Einzelne Glieder werden dabei natürlich je nach dem Betrage der Größen K, N und τ jeweils gegen die übrigen vernachlässigt werden können.

Um die Zahl der Zufallskoinzidenzen einer gegebenen Zählrohranordnung möglichst klein zu machen, ist insbesondere ein sehr kleines τ erforderlich. Bei Mehrfachkoinzidenzapparaturen ist auch die Möglichkeit durch Kombinationsschaltungen zur Herabsetzung der Zufallskoinzidenzen gegeben. Beispielsweise kann man bei 4 Zählrohren einer Koinzidenzanordnung je 2 an Zweifachkoinzidenzverstärker mit kleinem τ_1 bzw. τ_2 legen. Die Koinzidenzimpulse, die mit Hilfe eines Abkippkreises zeitlich außerordentlich kurz gemacht werden können, werden dann auf ein weiteres Mischrohr gegeben. Durch diese Anordnung werden bei den üblichen Zählrohrdaten bereits bei Gleichheit von τ und der Abkippzeit t erheblich weniger Zufallskoinzidenzen gezählt; die Anzahl ist für $N_1 = N_2 = N_3 = N_4 = N$ und $K_{12} = K_{34} = K^+$ (= Anzahl der systematischen Zweifachkoinzidenzen in den beiden Rohrpaaren) hierbei durch

$$\left.\begin{aligned}\overline{K}_z^{2+2} = {} & 8 (N - K^+)^4 \tau^2 t \\ & + 8 K^+ \cdot (N - K^+)^2 \tau t + 2 K^{+2} \cdot t\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

gegeben. Die heutige Verstärkertechnik gibt jedoch dem Experimentator noch wesentlich mehr Möglichkeiten in die Hand, die Zahl der Zufallskoinzidenzen von Fall zu Fall durch ähnliche Anordnungen und Überlegungen herabzudrücken.

Berlin, 1. Institut für theoretische Physik an der Universität, den 12. Oktober 1939.

(Eingegangen 15. Oktober 1939)

Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen

Von Georg Stetter und Hertha Wambacher

In einer früheren Arbeit wurde ausführlich über 154 beobachtete Fälle von Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlung berichtet[1]). Direkt beobachtet wurden dabei die Bahnspuren von Protonen, die aus Atomkernen in der photographischen Emulsion ausgeschleudert worden waren. Diese Bahnspuren sind geradlinige Reihen von Schwärzungskörnern. Aus der Korndichte (= Kornzahl je Längeneinheit) einer solchen Bahnspur kann auf die Teilchenreichweite und daraus auf die Teilchenenergie geschlossen werden. Es wurden Teilchenenergien bis etwa 90 MeV beobachtet. Die Energieverteilung schien zunächst für einen Verdampfungsvorgang zu sprechen. Über die Eigenschaften der zertrümmernden Strahlung konnte nach diesen Versuchen noch nichts gesagt werden.

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die bisherigen Resultate weiterer Untersuchungen über diesen Gegenstand, die im II. Physikalischen Institut in Wien von uns ausgeführt wurden, gegeben.

Zunächst sei nochmals auf einige Mängel der Beobachtung mit Hilfe photographischer Emulsionen hingewiesen, die bei der Auswertung der Versuche berücksichtigt werden müssen. Es zeigte sich nämlich, daß bei einigen Plattensorten die verschiedenen Sendungen der gleichen Plattensorte (allerdings mit verschiedener Schichtdicke) nicht die gleiche Fähigkeit der Wiedergabe von Teilchen sehr hoher Energie besitzen. Teilweise ist dies durch Entwicklungsschwierigkeiten bei dicken Schichten (100 μ) zu erklären. Die maximale beobachtbare Teilchenenergie war zwar bei verschiedenen Platten ziemlich gleich, doch verlief die Kurve[2]), welche die Beziehung zwischen der Korndichte und der Reichweite der Teilchen angibt, verschieden steil; d. h. bei manchen Platten lieferten Teilchen einer Energie von z. B. 25 MeV bereits so kornarme Bahnspuren wie auf anderen Platten Teilchen von etwa 45 MeV. Da der als Bahnspuren beobachtbare Prozentsatz der tatsächlich vorhandenen Teilchen schon aus geometrischen Gründen von ihrer Härte (Korndichte) abhängt, wie an anderer Stelle näher ausgeführt wird, so konnten die Resultate nur von solchen Platten direkt verglichen werden, auf welchen der gleichen Teilchenreichweite die gleiche Korndichte der Bahnspur entsprach. Glücklicherweise liegt ein Versuch mit großer Ausbeute auf Platten vor, die eine sehr gute Wiedergabe auch von Teilchen einer Energie von mehr als 40 MeV zeigen, dessen Resultate daher für die Angabe von Absolutwerten der bei der Mehrfachzertrümmerung auftretenden Energien herangezogen wurden. Einen Anhaltspunkt für die Absolutangaben der hohen Energien bieten auch die selten auftretenden Bahnspuren sehr großer Länge (bis etwa 2 cm), die zur Aufstellung der Eichkurve benutzt wurden. Die anderen Platten konnten für Relativmessungen herangezogen werden.

Zunächst wurden folgende Untersuchungen gemacht, um über die Art und Energie der zertrümmernden Strahlung Auskunft zu erhalten: Es wurden Platten (100 μ Schichtdicke) in 6 verschiedenen Seehöhen unter möglichst gleichen Bedingungen exponiert, und zwar: 200 m (Wien), 950 m (Bad Gastein), 1600 m (Kolm-Saigurn), 2000 m (Neuhaus), 3100 m (Sonnblick), 3400 m (Großglockner). Von diesen Platten erwiesen sich nach Ermittlung der Korndichte-Reichweite-Beziehung 4 geeignet zum Vergleich der Energiewerte (die Platte von 2000 m zeigte eine kleine Abweichung in der Eichkurve, die Platte von 200 m eine zu geringe Ausbeute). Zunächst wurde die Zahl und Energie von einzeln auftretenden Teilchen, die wahrscheinlich auch aus derartigen Kernprozessen stammen, von Herrn Widhalm ermittelt und verglichen[1]), worüber an anderer Stelle ausführlich berichtet wird. Es ergab sich dabei eine starke Zunahme an Zahl, eine sehr schwache Zunahme an Energie mit zunehmender Höhe. Die gleiche Untersuchung wurde für Zertrümmerungssterne ausgeführt. Fig. 1a zeigt die Abhängigkeit der Sternzahl je Tag und cm² Emulsion von der Seehöhe, Fig. 1b die Abhängigkeit der je Stern auftretenden Energie von der Seehöhe. Als Ordinate ist in Fig. 1b die Summe der im Mittel je Stern beobachteten Protonenenergien aufgetragen. Es handelt sich dabei um Schichten schlechterer Wiedergabe der Teilchen hoher Energie, die also nur relative Energieangaben gestatten. Fig. 1c zeigt den Anteil der in der Schicht endigenden Bahnspuren je Stern, also der kürzeren Bahnspuren, d. h. der energieärmeren Teilchen. Man erkennt daraus, unabhängig von der Plattenqualität, daß tatsächlich die Sterne in niedrigerer Seehöhe relativ mehr energiearme Teilchen aufweisen. Auch die mittlere Teilchenzahl je Stern zeigt

1) H. Wambacher, Physik. Zeitschr. **39**, 883, 1938.

2) Ihre Aufstellung erfolgte, wie an anderen Orten ausführlich beschrieben, mit Hilfe der relativ seltenen Bahnspuren sehr großer Länge, die innerhalb der Schicht endigen, bei denen also die Reichweite bekannt war.

1) Noch nicht veröffentlicht.

eine allerdings geringe Zunahme mit zunehmender Seehöhe. Diese Bilder sowie die Ergebnisse von Herrn Widhalm zeigen, daß es sich um eine stark absorbierbare Primärstrahlung handelt.

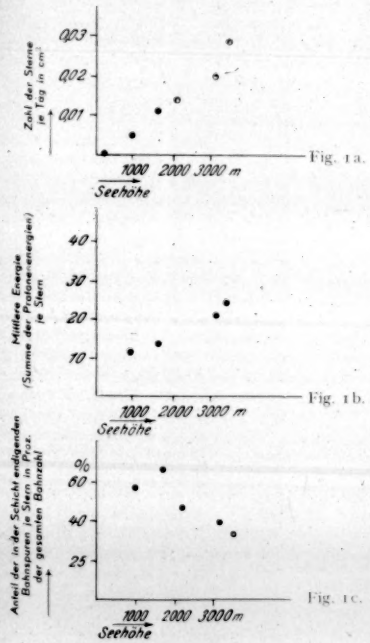


Fig. 1a. Fig. 1b. Fig. 1c.

Fig. 1a–c. Abnahme der Sternzahl und -energie mit abnehmender Höhe.

Hinsichtlich des Absolutwertes ihrer Energie läßt der Versuch mit den guten Platten nähere Schlüsse zu. Fig. 2 zeigt als Abszisse die Anregungsenergien der einzelnen beobachteten Zertrümmerungsprozesse, als Ordinate ihre Häufigkeit. (Die Anregungsenergie wird aus der beobachteten Energie der Protonen berechnet, indem man annimmt, daß die gleiche Energie durch Neutronen ausgesendet wurde, wozu noch die Bindungsenergie für alle beobachteten Protonen und etwa ebenso viele Neutronen zu addieren ist.) Die untere Grenze der angegebenen Anregungsenergien, etwa 35 MeV, liegt an der unteren Beobachtungsgrenze und sagt daher nichts über den Vorgang aus. Die beobachtete obere Grenze liegt bei etwa 670 MeV. Es ist anzunehmen, daß sie tatsächlich nicht wesentlich, etwa um eine oder mehrere Größenordnungen, höher liegt, da sich sonst die Absorption in der Atmosphäre unmöglich in den Mehrfachzertrümmerungen so stark auswirken könnte, wie Fig. 1b und c zeigt.

Es wurde nun untersucht, ob es möglich wäre, aus der Energie E des zertrümmernden Teilchens und aus dem bei dem Prozeß auftretenden Impuls I, soweit er sich nach den beobachteten ausgesandten Protonen abschätzen läßt, die Masse des eindringenden Teilchens der Größenordnung nach zu ermitteln[1]) nach der Beziehung $m = \frac{I^2}{2E}$. Die Energie E wurde dabei der Anregungsenergie des betreffenden Prozesses gleichgesetzt (siehe vorigen Absatz). Zur Ermittlung des Impulses I wurden zunächst die Impulse der einzelnen beobachteten Protonen

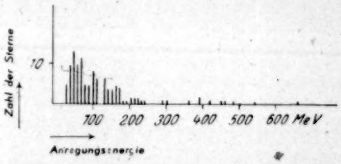


Fig. 2. Verteilung der Anregungsenergien.

vektoriell addiert und ferner angenommen, daß der gleiche Impulsbetrag auf etwa ebenso viele ausgesandte Neutronen entfalle und der Restkern ebenfalls einen seiner Masse entsprechenden Impuls aufgenommen habe. Annahmen, die im Einzelfall sicher nicht berechtigt sind. Im Mittel über viele Sterne kann aber doch die richtige Größenordnung herauskommen; inwieweit, muß sich auf Grund der Verteilung der Werte beurteilen lassen. Die Sterne mit mindestens 7 Protonen wurden *Ag*- oder *Br*-Kernen zugeordnet. (In der Rechnung wurde ein Mittelwert der Massenzahlen von *Br* und von *Ag* eingesetzt.) Die Sterne mit weniger Teilchen schrieben wir zunächst allen *C*- oder *N*- oder *O*-Kernen zu. Betrefts der sehr energiereichen Protonen (Energie $\geq$ 10 MeV), die, wie unten gezeigt wird, anscheinend nicht auf einen Stoßvorgang zurückzuführen sind und bei welchen wegen der großen Einzelabweichungen keine wesentliche Bevorzugung der Vorwärtsrichtung zu erwarten war, wurden folgende Überlegungen angestellt: In einem größeren Gebilde, also nur bei den schweren Kernen (*Br*, *Ag*), dauert es eine gewisse Zeit, bis der übertragene Impuls sich auf den ganzen

[1]) Herrn Bagge sei für seine Anregung in einer Diskussion auch an dieser Stelle Dank ausgesprochen.

Fig. 3. Masse des zertrümmernden Teilchens.
m = Sterne aus *Br*- oder *Ag*-Kernen, m_X = Sterne aus *C*- oder *N*- oder *O*-Kernen, m_o, m_{X_o} = berechnet ohne Teilchen mit Energien ≥ 10 MeV.

Kern gleichmäßig verteilt; tritt das Zerspratzen schon früher ein, so verfälschen die im ersten Moment wegfliegenden, also gerade die energiereichsten Teilchen, die Bilanz. Bei den leichten Kernen würde dieser Einwand wegfallen. Es wurden daher die betreffenden Impulse in einer zweiten Statistik versuchsweise weggelassen. Daraus ergeben sich die mit m_o bzw. m_{X_o} bezeichneten Werte. In Fig. 3 sind also in der obersten Zeile die berechneten Massenwerte des zertrümmernden Teilchens eingetragen für Sterne von *Ag*- oder *Br*-Kernen unter Mitberücksichtigung der Teilchen höherer Energie, in der zweiten Zeile ohne die Teilchen höherer Energie; in der dritten und vierten Zeile dasselbe für die Sterne aus *C*, *N* oder *O*. (Berechnet man die Sterne mit weniger als 7 Teilchen so, als ob sie aus *Br* oder *Ag* stammen würden, so erhält man m in der Größenordnung von etwa 10^{-22} gr.) Da anzunehmen ist, daß das zertrümmernde Teilchen am ehesten Mesotronen- oder Protonenmasse besitzt, sind diese beiden Werte sowie der Massenwert für Elektronen in Fig. 3 durch Vertikale eingezeichnet. Aus einem Stern mit 6 beobachteten Protonen wurde m sowohl unter der Annahme eines schweren, als auch eines leichten Ausgangskernes berechnet. Diese Werte sind in Fig. 3 mit „6 Teilchen" bezeichnet und scheinen für einen schweren Kern zu sprechen. In 3–4 weniger deutlichen Fällen wäre nach den m-Werten ebenfalls ein schwerer Ausgangskern bei Prozessen, bei welchen nur 3–5 Protonen beobachtet wurden, möglich. Unter den 32 Sternen, welche zur Berechnung von m herangezogen wurden, befanden sich 7, welche keine Protonen einer Energie ≥ 10 MeV aufwiesen. Die aus ihnen für einen leichten Ausgangskern berechneten Massenwerte des eindringenden Teilchens lauten: $1{,}8 \cdot 10^{-24}$ g, $3{,}5 \cdot 10^{-25}$ g, $7{,}3 \cdot 10^{-25}$ g, $1{,}2 \cdot 10^{-24}$ g, $1{,}2 \cdot 10^{-24}$ g, $1{,}2 \cdot 10^{-24}$ g, $7{,}8 \cdot 10^{-25}$ g. (Sie sind in Fig. 3 sowohl in Zeile 3 als in Zeile 4 eingetragen.) Was die Richtung des Gesamtimpulses der beobachteten Protonen betrifft, so zeigt sich in 7 von 30 Fällen eine Richtung von unten nach oben. Das ließe die Möglichkeit zu, daß das zertrümmernde Teilchen in manchen Fällen vielleicht von unten kommt. Das läßt also schließen, daß die zertrümmernden Teilchen selbst eine Sekundärstrahlung sind.

Es sei nochmals betont, daß es sich bei dieser Berechnung der Masse des eindringenden Teilchens nur um einen Versuch handelte, der jedoch nach den in Fig. 3 gezeigten Ergebnissen vielleicht nicht unberechtigt erscheint. Diese Ergebnisse scheinen am ehesten für die Protonenmasse, also nach den sonstigen Ergebnissen von Widhalm, für Neutronen zu sprechen. Einzelheiten aus Fig. 3 sind noch nicht geklärt. Es ist selbstverständlich, daß nur solche Sterne berücksichtigt wurden, deren Zentrum genügend nahe der Schichtmitte lag, um eine symmetrische Wiedergabe der Teilchen annehmen zu dürfen.

Außer diesen Untersuchungen über die zertrümmernde Strahlung wurde auch die Frage der Richtigkeit der Vorstellung einer Kernverdampfung näher untersucht. Nach der Theorie von Heisenberg[1]) und von Bagge[2]) hat man zwei Prozesse zu unterscheiden: Nahe an der Kernoberfläche befindliche Kernteilchen werden, wenn sie vom einfallenden Teilchen einen Stoß in der Richtung nach außen erhalten, den Kern mit hoher Energie verlassen; Teilchen, die nach dem Stoß einen längeren Weg in der Kernmaterie zurücklegen, geben ihren Impuls an viele Kernteilchen ab, die ihn wieder weitergeben, so daß schließlich eine Temperaturerhöhung im ganzen Kern und daher eine Verdampfung auftritt. Infolge der Verdampfung verlassen Teilchen mit wesentlich geringerer Energie den Kern. Immerhin müßte die Energie zur Überwindung des Gamowberges genügen. Diese ist nach Bagge bei den vorliegenden Prozessen wesentlich herabgesetzt (z. B. bei *Br* bei einer Anregungsenergie von etwa 450 MeV von 8,1 MeV auf 4,2 MeV). Als maximale aufgenommene Energie wären für schwere Kerne 200 bis 300 MeV zu erwarten. Der größere Teil der Energie wird durch die direkt gestoßenen Teilchen mit hoher Energie abgegeben.

1) W. Heisenberg, Berichte d. sächs. Akad. d. Wiss. **89**, 369, 1937; Erg. d. exakt. Naturwiss. **17**, 1, 1938.

2) E. Bagge, Ann. d. Phys. **33**, 389, 1938; **35**, 118, 1939.

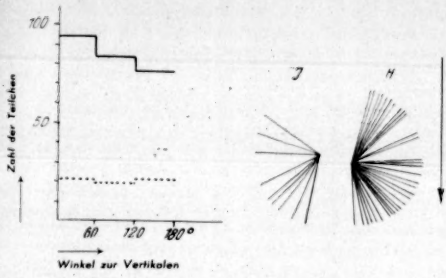


Fig. 4a. Fig. 4b.

Fig. 4a u. b. Winkelverteilung der Sternteilchen zur Vertikalen. —— alle Teilchen (250), ... Teilchen einer Energie $\geq$ 20 MeV (60).

Vergleicht man nun damit die Versuchsergebnisse, so fällt zunächst auf, daß bei Sternen mit mehr als 8 Bahnspuren, die also zu *Br* oder *Ag* gehören, mindestens 1–2, wahrscheinlich mehr als 4 Protonen mit einer Energie unter 4,2 MeV je Stern auftreten[1]). Wenn man annimmt, daß die beobachteten kurzen Bahnspuren nicht Protonen, sondern α-Strahlen zuzuschreiben wären, so erhält man ungefähr die Hälfte der für Protonen angegebenen Zahl mit einer Energie unter der halben Potentialbergenergie für α-Teilchen. Die Frage, ob es tatsächlich Protonen oder α-Teilchen sind, ist nach den bisherigen Versuchen noch nicht sicher zu entscheiden und wird mit anderen Plattensorten untersucht. Bis jetzt sprechen die Versuche eher für Protonen[2]). Es wäre nun zu berechnen, ob diese auf jeden Fall hohe Zahl mit der entsprechenden Potentialbergerniedrigung und der Erhöhung des Tunneleffektes vereinbar ist.

Dabei ist auf einen weiteren auffälligen Umstand hinzuweisen. Es wurden nämlich in 10 von 122 Fällen beträchtlich höhere Anregungsenergien beobachtet als für die vom Kern aufgenommene Energie zu erwarten war, nämlich zwischen 300 und 670 MeV (Fig. 2). Im ganzen, unter 300 Sternen, wurden 5 Sterne mit 12 bis 15 Protonen beobachtet, bei welchen also schon die Ablösearbeit für die ausgeschleuderten Protonen und Neutronen mindestens 200 MeV beträgt. Das Zentrum eines Sternes mit 15 Bahn-

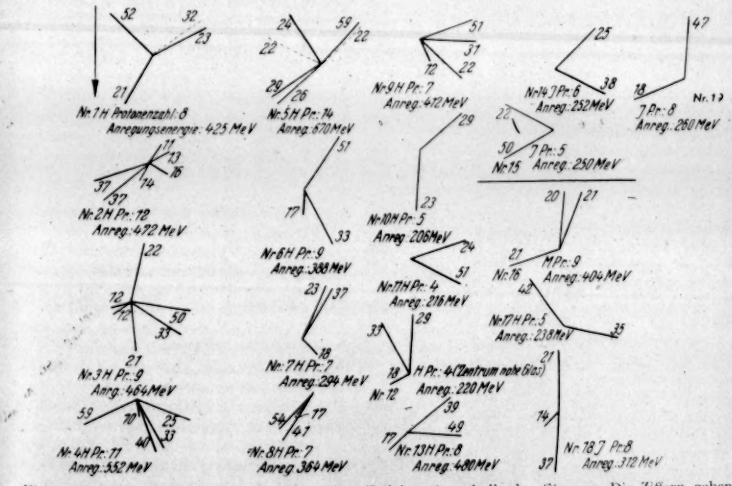


Fig. 5. Winkelverteilung der energiereichen Teilchen innerhalb des Sternes. Die Ziffern geben die Energie der Teilchen in MeV an.

1) Für Sterne aus *C*-, *N*-, *O*-Kernen kann der Wert nicht angegeben werden, da die halbe Potentialbergenergie von *C* zu nahe der unteren Beobachtungsgrenze für Teilchenenergien liegt.

2) Vgl. dagegen: E. M. u. E. Schopper, Physik. Zeitschr. 40, 22, 1939.

spuren liegt überdies so nahe an der Schichtoberfläche, daß wahrscheinlich nur ein Teil der tatsächlich ausgesendeten Protonen beobachtet wurde. In diesen Fällen könnte der höheren Anregungsenergie wegen allerdings noch mit einer weiteren Erniedrigung des Potentialberges gerechnet werden, doch treten die energiearmen Teilchen auch bei niedrigeren Anregungsenergien auf.

Da die sehr energiereichen auftretenden Teilchen, wenn sie durch direkten Stoß von dem zertrümmernden Teilchen ausgelöst wären, im vorderen Halbraum liegen müßten, untersuchten wir schließlich noch die Winkelverhältnisse der Bahnspuren. Es wurde bereits erwähnt, daß die energieärmeren Teilchen die Richtung von oben nach unten schwach bevorzugen, während diese Bevorzugung bei Teilchen höherer Energie entweder, wie Fig. 4a zeigt, verschwindet, oder nach anderen Versuchen herabgesetzt ist. Fig. 5 zeigt die Winkel, welche die Bahnspuren von Teilchen einer Energie ≥ 20 MeV bzw. $\geq 10 < 20$ MeV innerhalb desselben Sternes miteinander einschließen. Es fanden sich 18 Sterne, von drei verschiedenen Versuchen stammend, von denen jeder mindestens 2 Teilchen einer Energie zwischen 20 und 60 MeV besaß. Man sieht, daß sämtliche, auch stumpfe Winkel zwischen Bahnen von Teilchen vorkommen, deren Energien relativ wenig voneinander verschieden sind. Eine genauere Durchmusterung der Winkelverteilung zeigt, daß sie unter der Annahme eines direkten Stoßes nicht zu deuten ist und eher ein Verdampfungsvorgang auch im Falle der Teilchen hoher Energie in Frage kommt.

Eine nähere Diskussion dieser Ergebnisse soll in einer späteren Arbeit auf Grund von weiteren Versuchen erfolgen.

Wien, II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 1. November 1939)

Über die Kerntrümmer aus neutronenbestrahltem Uran

Von Willibald Jentschke und Friedrich Prankl

Inhalt

Experimentelle Anordnung.
Bestimmung der Energie und Reichweite der Kerntrümmer.
Energie-Reichweitebeziehung für das energiereichste Bruchstück.
Über die Energieverhältnisse beim Zerfall des Urankernes.

Einleitung

Bei der Bestrahlung von Uran und Thorium mit Neutronen treten eine Anzahl von künstlichen radioaktiven Elementen auf. Bei der chemischen Untersuchung dieser Substanzen fanden O. Hahn und F. Straßmann (1) die völlig neuartige Erscheinung, daß es sich dabei um Spaltungsprodukte handelt, deren Massen wesentlich kleiner sind als die des Urans bzw. Thoriums. Die aus den Massendefekten der beteiligten Kerne abgeleitete Energiebilanz läßt auf die Entstehung sehr energiereicher Teilchen schließen. Der direkte Nachweis dieser Teilchen gelang auch bald ungefähr gleichzeitig und unabhängig voneinander O. R. Frisch, F. Joliot und uns (2). Nach der Entdeckung dieser Spaltungsprozesse wurde die Energie und Reichweite der beiden dabei auftretenden Teilchengruppen von uns gemessen (3). Für die Energien der beiden Bruchstücke ergaben sich die Werte 61 MeV und 98 MeV. Die Reichweite der kürzeren Gruppe wurde zu etwa 1,5 cm, die der längeren Gruppe zu ungefähr 2 cm gemessen. Diese Werte wurden in der Folgezeit von verschiedenen Seiten bestätigt. In einer weiteren Arbeit (4) wurde dann die Energie- und Reichweitebestimmung nochmals überprüft sowie eine Energie-Reichweitekurve für das energiereichste Teilchen aufgestellt. Die Anregungsbedingungen, die zu diesen Prozessen führen, wurden genau untersucht und eine Energieverteilung der ausgeschleuderten schweren Teilchen wurde gemessen. In der vorliegenden Arbeit werden neben einer kurzen Zusammenstellung der bisher von uns erzielten Ergebnisse die Energieverhältnisse beim Zerfall des Urankernes im einzelnen untersucht.

Experimentelle Anordnung

Zum Nachweis der energiereichen Teilchen wurde eine zylinderförmige Ionisationskammer benutzt (Fig. 1). Der Durchmesser der Kammer betrug 12 cm, die Tiefe 6 cm. Als Elektrode wurde eine kreisförmige Platte mit einem Durchmesser von 4 cm verwendet. Ihr Abstand von dem oberen Deckel der Ionisationskammer betrug 5 cm. Die Ionisationskammer wurde an ein Röhrenelektrometer mit kleiner Zeitkonstante angeschlossen, wie es von G. Ortner und G. Stetter (5) beschrieben worden war. Trotz der zahlreichen α-Strahlen aus Uran und einer sehr starken γ-Strahlung aus dem Präparat war ein einwandfreies Arbeiten gewährleistet. Infolge der kleinen Zeitkonstante haben die von den vielen einzelnen β-Strahlen herrührenden kleinen Impulse keine Gelegenheit mehr, sich statistisch zu überlagern und so die Unruhe merklich zu verschlechtern. Als Nachweisinstrument

diente ein Siemens-Schleifenoszillograph. Die Ablenkungen der Stromschleife wurden auf einem ablaufenden Film registriert. Die verwendeten kleinen Zeitkonstanten von $5 \cdot 10^{-5}$ Sekunden in der zweiten und dritten Stufe erforderten eine um mindestens eine Zehnerpotenz kleinere Aufladezeit der Ionen, sollte die Proportionalität und Frequenzunabhängigkeit des Verstärkers gewahrt werden. Dies wurde dadurch erreicht, daß wir die hohe Elektronenbeweglichkeit in Argon ausnutzten. Da die Anwesenheit geringster Spuren von elektronegativen Gasen sofort die Existenz freier Elektronen verhindern würde, mußte das Argon besonders sorgfältig gereinigt werden. Zu diesem

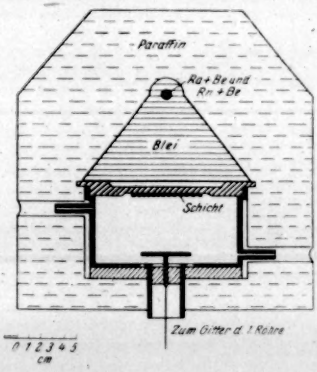


Fig. 1. Ionisationskammer und Anordnung der Strahlungsquellen.

Zwecke strömte das Füllgas infolge eines thermischen Kreislaufes über metallisches *Ca*, das sich ständig auf einer Temperatur von etwa 300° C befand. Dabei nimmt *Ca* alle elektronegativen Gase und auch Stickstoff auf. Schläuche wurden bei dieser Anordnung vermieden, da bei ihrer Verwendung Gasverunreinigungen unvermeidlich wären. Infolge der großen Reinheit des Gases werden die Elektronen schon bei sehr schwachen elektrischen Feldern sehr rasch von den positiven Ionen getrennt, ein Umstand, der ihre Wiedervereinigung mit den positiven Ladungsträgern auch bei hohen Ionendichten verhindert. Bereits bei einer Kammerspannung von 15 V, also einer Feldstärke von 3 V/cm, war für alle aus der Uranschicht austretenden α-Strahlen Sättigung erreicht. Zur Registrierung der schweren Teilchen wurde eine Kammerspannung von 1500 V verwendet.

Die Herstellung der Uranpräparate erfolgte nach einer im wesentlichen von R. Schiedt (6) angegebenen Methode. Das Uran wurde durch Elektrolyse auf eine Platinscheibe, deren Durchmesser 65 mm betrug, niedergeschlagen. Als Gegenelektrode wurde ein Goldblech, das im Abstand von 5 cm aufgehängt war, benutzt. Für die Elektrolyse wurden 0,3 g $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ in destilliertem Wasser zu einem Volumen von 1000 cm³ gelöst. Die Stromstärke betrug 0,5 mA/cm² Kathodenoberfläche. Zur Erzeugung gleichmäßiger Schichten mußte die Lösung durch heftiges Einblasen von Preßluft durchmischt werden. Der Elektrolyt wurde durch Einbetten des Elektrolysegefäßes in ein erhitztes Wasserbad dauernd auf einer Temperatur von 75° C gehalten. Nach Fertigstellung der Schicht wurde diese durch einige Zeit auf starke Rotglut erhitzt und so der elektrolytische Niederschlag in U_3O_8 übergeführt. Das Präparat wurde auf dem Deckel der Ionisationskammer befestigt und so abgedeckt, daß eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 6 cm erhalten blieb. Ein Anstoßen der schweren Teilchen an die Kammerwand war unmöglich, da der Mindestabstand zwischen Uranpräparat und Kammerwand 3 cm betrug.

Zur genauen Bestimmung der bei dem Zerplatzen des Urankernes auftretenden großen Ionenmengen war eine präzise Eichung des Verstärkers erforderlich. Da bei der notwendigen kleinen Empfindlichkeit des Verstärkers die zur Eichung verwendeten Uran α-Strahlen zu kleine Ausschläge liefern würden, wurde eine veränderliche Kapazität parallel zum Gitter der ersten Verstärkerröhre eingeschaltet. Dadurch konnte das Verhältnis der Empfindlichkeiten des Verstärkers bei ein- und ausgeschalteter Zusatzkapazität durch Aufnehmen von Ausschlagsstatistiken der α-Teilchen sehr genau bestimmt werden. Für die Versuche wurde die Empfindlichkeit so eingestellt, daß die Uran-α-Teilchen bei ausgeschalteter Zusatzkapazität noch sehr genau ausmeßbare Ausschläge erzeugten. Wurde die Zusatzkapazität eingeschaltet, so sank die Empfindlichkeit des Verstärkers um einen genau bekannten Faktor. Diese Eichungsmöglichkeit hatte den Vorteil, daß keine Änderungen an den Schaltelementen des Verstärkers während der Eichung und des Versuches notwendig waren. Bei Verwendung einer anderen Ionisationskammer mußte natürlich das Verhältnis der Empfindlichkeiten des Verstärkers bei ein- und ausgeschalteter Zusatzkapazität neu bestimmt werden.

Die Neutronen stammten aus einer Radium-Berylliumquelle mit 300 mg Radium und einer Radiumemanations-Berylliumquelle von etwa

500 mg Radiumäquivalent[1]). Die geometrische Anordnung ist aus Fig. 1 zu ersehen. Zwischen der Ionisationskammer und den γ-strahlenden Neutronenquellen befanden sich je nach der Stärke der Radiumemanations-Berylliumquelle 5–7 cm Blei. Sowohl Kammer als auch Strahlungsquellen wurden vollständig in Paraffin eingeschlossen. Auf das Uran wirkten daher überwiegend langsame Neutronen ein.

Bestimmung der Energie und Reichweite der Kerntrümmer

Zunächst wurde eine möglichst genaue Bestimmung der Maximalenergie der Kernbruchstücke durch Messung der von ihnen erzeugten Ionen durchgeführt. Versuche mit verschiedenen Uranschichten ergaben folgende Werte für die Maximalenergie der Kernbruchstücke: 104 MeV, 112 MeV, 107 MeV und 107 MeV, im Mittel also etwa 108 MeV. Die Fehlergrenzen betragen wegen der mehrfach notwendigen Umrechnungen $\pm$ 10 Proz. Da die Feldstärke bei diesen Versuchen hundertmal größer war als sie zur Erreichung der Sättigung für α-Strahlen notwendig ist, ist eine merkliche Wiedervereinigung der Ionen trotz der hohen Ionendichte nicht zu erwarten. Versuche mit verschiedenen Kammerspannungen, bei denen keine Änderung der Ausschlagsgrößen eintrat, bestätigten dies. Zur Eichung wurden die α-Strahlen des *U II* verwendet, deren Energie nach der Tabelle von M. G. Holloway und M. St. Livingston (7) 4,71 MeV beträgt. Eine Bestrahlung von Thorium mit schnellen Neutronen ergab aus einer Statistik von 580 Teilchen für das energiereichste Bruchstück eine Energie von 100 $\pm$ 10 MeV.

Genauere Bestimmungen der Maximalenergie der Kernbruchstücke wurden von mehreren Autoren vorgenommen. G. v. Droste (8), der auch mit Ionisationskammer und Proportionalverstärker arbeitete, fand einen Wert von 95 MeV. O. Haxel (9) bestimmte die größte Energie unter Verwendung eines Geigerschen Proportionalzählers zu 74 MeV, doch dürfte dieser Wert zu niedrig sein. Einen ebenfalls zu kleinen Wert fanden Thibaud und Moussa (10), die 75 MeV angeben. Dagegen finden Booth, Dunning und Slack (11) 100 MeV und Magnan (12) 98 MeV, in guter Übereinstimmung mit unseren Werten.

Zur Bestimmung der Reichweite der Bruchstücke wurden Versuche mit einer anderen Kammer durchgeführt. Sie war mit einer Zaponlackfolie verschlossen, die durch Kathodenbestäubung leitend gemacht worden war[1]). Der Träger der Uranschicht, deren Dicke 1 mm Luftäquivalent entsprach, konnte mit Hilfe einer Mikrometerschraube auf verschiedene Entfernungen von der Kammeröffnung eingestellt werden. Bei diesen Versuchen wurde hochgereinigter Stickstoff durch die Kammer geleitet, der in gleicher Weise wie Argon Elektronenbeweglichkeit zeigt. Stickstoff wurde deshalb verwendet, weil das Bremsvermögen von Argon, bezogen auf Luft, besonders für langsame Teilchen sehr von ihrer Geschwindigkeit abhängig ist. Die Kammer war mit Paraffin umgeben. Blei schirmte sie von den γ-Strahlen ab. Der Abstand Präparat-Kammeröffnung wurde um jeweils 2,5 mm verändert und es wurden bei jeder Stellung Ausschlagsstatistiken aufgenommen. Fig. 2 gibt die Abhängigkeit der Zahl der registrierten Teilchen von der Reichweite der Strahlen wieder. Hiebei wurden die Versuche auf gleiche geometrische Ausbeute und die Reichweitenangaben auf Luft umgerechnet. Die Statistik läßt deutlich zwei Reichweitengruppen erkennen. Die Form der Kurve ist dadurch bedingt, daß die gemessenen Kerntrümmer nicht gebündelt waren. Eine Bündelung der Strahlen, etwa durch Auflegen eines Siebes auf die Uranschicht, war bei den uns zur Verfügung stehenden verhältnismäßig schwachen Strahlungsquellen nicht von Vorteil; denn dadurch wäre ein großer Teil der Schicht und damit ein großer Teil der allein wertvollen ungefähr senkrecht austretenden Strahlen unwirksam geworden. Die Fig. 2 zeigt, daß die Besetzungszahl der energieärmeren Gruppe größer ist als die der energiereicheren. Die Erklärung dafür liegt darin, daß infolge der geometrischen Verhältnisse bei kleiner Distanz zwischen Präparat und Trennfolie auch noch die meisten schief austretenden Teilchen registriert werden.

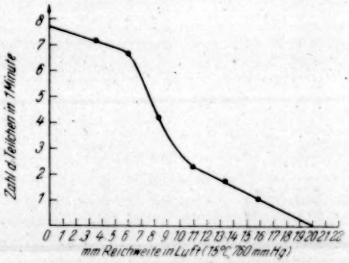


Fig. 2. Reichweite-Teilchenzahlkurve.

1) Für die bereitwillige Überlassung der Strahlungsquellen sind wir dem Institut für Radiumforschung in Wien zu Dank verpflichtet.

1) Für die Ausführung der Bestäubung sind wir den Herren Dr. Kindinger und Dr. Koller zu Dank verpflichtet.

während bei großer Distanz nur mehr die ungefähr normal zur Präparatoberfläche austretenden Strahlen gezählt werden. Der Knick der Kurve gibt jedoch ganz unabhängig von ihrer Gestalt das Reichweitenende der ersten Gruppe an. Ebenso erhält man durch den Schnitt der Kurve mit der Abszissenachse die Reichweite der 2. Gruppe. Die Reichweite der kürzeren Gruppe beträgt etwa 12 mm, die Reichweite der längeren um 20 mm in Luft bei 15° C und 760 mm *Hg* Druck. Das Reichweitenende konnte nicht sehr genau angegeben werden, da bei der Messung der verhältnismäßig kleinen Ionenmengen, die am Reichweitenende erzeugt werden, bereits die von den Uran-α-Strahlen gebildeten Ionenpaare stören. Die von Joliot (l. c.) angegebene Reichweite von 3 cm wäre nur dann erklärbar, wenn die schweren Teilchen bei einer Energie von etwa 5–6 MeV noch eine Restreichweite von ungefähr 1 cm besäßen.

Da, wie später gezeigt wird, die beiden Gruppen eine beträchtliche Breite aufweisen, so ist sicher für jede einzelne Gruppe eine beachtliche Reichweitenstreuung vorhanden. Zur exakten Bestimmung der Reichweitenenden und einer genauen Analyse der Reichweitenkurve sind Versuche mit einer Doppelkammer und Koinzidenzregistrierung vorgesehen, so daß man durch die Ionisation der α-Strahlen nicht gestört wird.

Reichweitenmessungen der beiden Gruppen wurden von O. Haxel (l. c.) ausgeführt. Haxel bestimmt die Reichweiten aus dem Ergebnis zweier Versuche, indem er die Verhältnisse miteinander vergleicht, welche entstehen, wenn man eine dicke U_3O_8-Schicht einmal mit einer Aluminiumfolie von 0,6 cm Luftäquivalent bedeckt gegenüber einem Versuch, bei welchem die Teilchen vorher nicht gebremst werden. In beiden Fällen wird die Abhängigkeit der Zahl der Teilchen von der gemessenen Energie untersucht. Es ergeben sich in Übereinstimmung mit unseren Messungen die Werte $1{,}8 \pm 0{,}24$ und $1{,}5 \pm 0{,}20$ cm als Reichweiten der beiden Gruppen. Eine weitere genaue Messung der auftretenden Reichweiten wurde von Booth, Dunning und Slack (13) mit Hilfe einer Differential-Ionisationskammer ausgeführt, wobei die gemessenen Kerntrümmer vorher gebündelt wurden. Es fanden sich zwei Gruppen mit Reichweiten von $2{,}2 \pm 0{,}1$ cm und 1,5 cm, auch in Übereinstimmung mit unseren Werten.

Energie-Reichweitebeziehung für das energiereichste Bruchstück

Die Versuche zur Bestimmung der Reichweite der beiden Gruppen konnten zur Aufstellung einer integralen Ionisationskurve bzw. Energie-Reichweitebeziehung für die energiereichsten Teilchen herangezogen werden. Die größten, von den energiereichsten Kernen herrührenden Ausschläge jeder Statistik wurden in Abhängigkeit von der Reichweite aufgetragen. Zur Festlegung der oberen Grenze mußte genügend lange registriert werden, um die statistische Schwankung zu verkleinern. Die gesamte Aufnahmezeit betrug etwa 7 Stunden. Die erhaltene Energie-Reichweitebeziehung ist in Fig. 3 dargestellt. Dazu sei bemerkt, daß der für die größte Teilchenenergie eingetragene Wert wegen der nötigen Vorabsorptionen bei dieser Versuchsreihe nicht direkt gemessen werden konnte. Wir haben dafür den Wert der Maximalenergie, den wir aus einer Reihe von Versuchen durch Mittelwertsbildung erhielten, eingetragen.

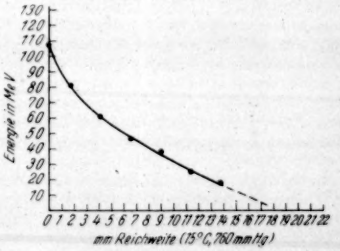


Fig. 3. Energie-Reichweitekurve für die energiereichsten Teilchen.

Es liegt deshalb gerade am Anfang der Bahnkurve eine relativ größere Ungenauigkeit vor. Jedenfalls zeigt die Kurve zunächst einen steilen Abfall und wird mit zunehmender Reichweite flacher. Der große Energieverlust in den ersten Millimetern der Bahn läßt erkennen, daß das Teilchen zu Beginn sehr hoch geladen ist.

Zur Berechnung einer Reichweite-Energiebeziehung ist die Formel von Bethe (14) nicht anwendbar, da die Urantrümmer schon bei Beginn ihrer Bahn einen Teil ihrer Elektronenhüllen besitzen und diesen mit abnehmender Energie immer mehr auffüllen. Man kann jedoch aus dem gemessenen Energieverlust die mittlere Ladung des Teilchens berechnen. Bezeichnet man die unbekannte Ladung mit z, so gilt:

$$z^2 = \frac{\frac{dT}{dx} \cdot mv^2}{4\pi e^4 NZ \log \frac{2mv^2}{E}},$$

dabei bedeuten:

T: = Kinetische Energie des Teilchens.

m: = Elektronenmasse.

v: = Geschwindigkeit des Teilchens.
N: = Zahl der Atome/cm³ im durchlaufenen Gas.
Z: = Zahl der Elektronen pro Atom.
E: = Mittlere Anregungsenergie eines Atoms.

Für E wurde ein Wert von 87 eV eingesetzt[1]).

Daraus ergeben sich je nach den gewählten Größen über Geschwindigkeit und Masse der energiereichsten Teilchen Werte zwischen 15 und 20 als mittlere Ladungen im ersten Millimeter der Bahn.

Über die Energieverhältnisse beim Zerfall des Urankernes

Über die wirksamen Neutronenenergien

Die Ausbeute an Kerntrümmern in Abhängigkeit von der Neutronenenergie wurde näher untersucht. Die genauere Durchführung der Versuche und deren Ergebnisse sind an anderer Stelle veröffentlicht (4). Es ergibt sich, daß sowohl thermische als auch schnelle, unverlangsamte Neutronen wirksam sind. Im Zwischengebiet wurde keine Resonanzstelle gefunden. Zur Zeit der Durchführung dieser Versuche war wegen der noch ungeklärten Frage der Existenz der Transurane diese Untersuchung von besonderem Interesse. Die Untersuchungen zahlreicher anderer Autoren führten zu demselben Ergebnis.

Energieverteilung der Kerntrümmer

Aus der Packungsanteilkurve von A. Grove (15) ergibt sich, daß bei dem Zerfall des Urans in die Elemente *Sr* und *Xe* oder in Elemente, die diesen benachbart sind, eine Energie von rund 210 MeV frei wird. Es erhebt sich nun die Frage, wie groß der Anteil ist, der als kinetische Energie der beiden Bruchteile des Urankernes in Erscheinung tritt. Die Versuche sollten auch darüber Aufschluß geben, wie groß die durch kernphysikalische Ursachen bedingte Breite der auftretenden Gruppen ist.

Zu diesem Zwecke wurde das Energiespektrum der ausgeschleuderten Teilchen genauer untersucht, wobei dafür Sorge getragen wurde, daß die durch die Apparatur hervorgerufene Energieverwaschung möglichst klein war. Zur Einhaltung dieser Bedingungen mußte einerseits eine möglichst dünne und homogene Schicht Verwendung finden, andererseits vollständige Sättigung erreicht werden, unabhängig von der Richtung der austretenden Strahlen. Zu diesem Zweck wurde auf elektrolytischem Weg eine Uranschicht hergestellt, die vollkommen homogen war, da sie nur eine Interferenzfarbe zeigte. Die günstigste Sättigungsbedingung wurde, wie schon erwähnt, durch Verwendung von hoch gereinigtem Argon als Füllgas der Kammer erreicht. Ein wesentlicher Einfluß der Influenz der positiven Ionen war, wie die Ausschlagsstatistik der Uran-α-Teilchen (Fig. 4) zeigt, nicht vorhanden. Die zwei Gruppen der α-Teilchen (U I und U II) sind deutlich erkennbar. Der Einfluß der Influenz der positiven Ionen ist bei der Untersuchung der schweren Kerntrümmer deshalb noch wesentlich geringer, weil sie im Gegensatz zu den α-Strahlen am meisten am Anfang ihrer Bahn ionisieren und eine wesentlich kleinere Reichweite besitzen.

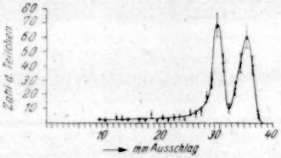


Fig. 4. Ausschlagsstatistik der α-Teilchen aus Uran, Schichtdicke: 0,27 mm Luftäquivalent.

Versuche mit drei verschieden dünnen U_3O_8-Schichten sollten den Einfluß der Schichtdicke auf die Breite der beiden Gruppen aufklären. Die Größe des Luftäquivalentes konnte aus der Zahl der ausgesandten α-Teilchen genau bestimmt werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß das Bremsvermögen in bezug auf Luft für Substanzen hoher Ordnungszahlen sehr stark von der Geschwindigkeit der die betreffende Schicht durchsetzenden Teilchen abhängig ist. Unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit der Teilchen der energiereichen Gruppe etwa $1{,}4 \cdot 10^9$ cm/sec beträgt, ergaben sich folgende Werte für die Luftäquivalente der drei Schichten: 0,17 mm, 0,27 mm und 0,6 mm. Dabei wurde angenommen, daß das Bremsvermögen für α-Strahlen und schwere Teilchen bei gleicher Geschwindigkeit dasselbe ist. Für die energieärmere Gruppe ergeben sich naturgemäß noch kleinere Werte des Luftäquivalentes, da die Geschwindigkeit der Teilchen, die zu dieser Gruppe gehören, noch geringer ist. Die Ausschlagsstatistiken der drei Versuche sind in den Fig. 5, 6, 7 wiedergegeben. Die Gruppen der Fig. 7 mit der dicksten Schicht zeigen wohl eine geringe Verbreiterung gegenüber den Gruppen der Fig. 5 und 6. Diese Statistiken zeigen dagegen in ihren Gruppen die gleiche Verwaschung. Man kann daraus schließen, daß die Breite der Gruppen, wie sie Fig. 5 darstellt, allein durch kernphysikalische Ursachen bedingt ist.

1) Siehe G. Mano, Theses, S. 120. Paris 1933.

Im folgenden seien die Ergebnisse bei dem Versuch mit der dünnsten Schicht (0,17 mm Luftäquivalent; Fig. 5) ausführlicher besprochen: Die Gesamtzahl der registrierten Teilchen betrug 980. Der senkrechte Strich in

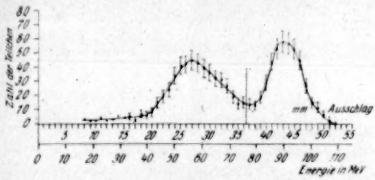


Fig. 5. Statistische Verteilung der Kerntrümmer bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen. Schichtdicke: 0,17 mm Luftäquivalent, 980 Teilchen.

der Figur halbiert die Teilchenzahlen. Aus der Lage dieser Mittellinie folgt, daß die beiden Gruppen mit gleich großen Teilchenzahlen belegt sind. Daher muß zu jedem Teilchen der energiereicheren Gruppe ein solches der energieärmeren gehören. Diese Tatsache macht es neben energetischen Gründen sehr wahrscheinlich, daß der Zerfall nur in zwei Bruchstücke vor sich geht. Die energieärmere Gruppe erscheint breiter als die ihr entsprechende, vollkommen symmetrisch gebaute energiereichere Gruppe. Dieses Ergebnis kann nicht etwa dadurch erklärt werden, daß die schwereren Kerntrümmer infolge ihrer höheren Ladung zu Beginn der Bahn mehr ionisieren und dadurch bei Durchsetzen der Uranoxydschicht je nach ihrer Richtung verschieden große Absorptionen erleiden; denn die Verwaschung der Gruppen, die in den Fig. 5 und 6 abgebildet sind, ist die-

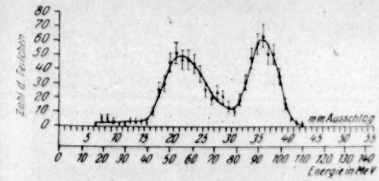


Fig. 6. Statistische Verteilung der Kerntrümmer bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen. Schichtdicke: 0,27 mm Luftäquivalent, 850 Teilchen.

selbe, obwohl in dem einen Fall eine fast doppelt so dicke U_3O_8-Schicht Verwendung fand als im anderen. Weiter ist, wie schon erwähnt, das Bremsvermögen der Uranschicht für die langsameren Kerntrümmer wesentlich kleiner.

Bei früheren Versuchen erhielten wir eine Statistik, in der noch eine sehr schwache Untergruppe der energieärmeren Gruppe zu existieren schien (4). Bei den hier veröffentlichten neueren Versuchen konnte diese Aufspaltung nicht mehr festgestellt werden. Die Maxima der beiden Gruppen entsprechen Teilchen mit Energien von 91 MeV und 57 MeV. Die Energien verhalten sich also wie 1 : 1,60. Es ist nun sehr wahrscheinlich, daß die beiden Maxima einander zuzuordnen sind und den am häufigsten vorkommenden Kernprozessen entsprechen. Die dabei für Ionisation aufgewendete Gesamtenergie beträgt daher rund 148 MeV. Es stehen daher noch ungefähr 40 bis 60 MeV als Anregungsenergie der schweren Kerntrümmer zur Verfügung. Da die Massen der beiden Kernteilchen sich umgekehrt verhalten wie deren Energien, so gilt dieses Verhältnis 1 : 1,60 auch für die entstehenden Massen der Kernbruchstücke. Nimmt man an, daß der leichtere Kern etwa die Masse 90 hat, so errechnet sich daraus die Masse des zugehörigen schwereren Kernes zu 144, ein Ergebnis, das bei der hier vorliegenden Genauigkeit gut mit der zu erwartenden Massenzahl übereinstimmt.

Da bei den durchgeführten Versuchen vor allem langsame Neutronen wirksam sind, so ist nach N. Bohr (16) vor allem das seltene Uranisotop $^{235}_{92}U$ an dem Zerfall beteiligt. Berücksichtigt man, daß nach den neueren Versuchen (17) im Mittel 1–2 Neutronen beim Zerplatzen des Urankernes ausgesandt werden, so würde sich folgende Massenbilanz ergeben: $90 + 144 + 2 = 236$. Da die angenommenen Massenwerte etwa dem Zerfall des Urans in *Xe* und *Sr* oder in Elemente, die diesen benachbart sind, entsprechen, so geht aus den vorliegenden Versuchen hervor, daß diese Aufspaltungen am häufigsten vorkommen.

Die Teilchengruppe mit der höheren Energie hat eine Breite von ungefähr 30 MeV. Es ist sichergestellt, daß die Aufspaltung des Urankernes in Elemente mit verschiedenen Ordnungs- und Massenzahlen erfolgen kann. Die Massenzahlen einiger Elemente konnten auf folgende Weise festgestellt werden: Wegen des großen Neutronenüberschusses der Bruchstücke durchlaufen diese eine Anzahl von β-Umwandlungen, bis ein stabiles Isobar erreicht ist. Stimmt die Halbwertszeit eines dieser Elemente mit einer schon bekannten Halbwertszeit des gleichen Elementes überein, so muß es sich um dasselbe Isotop handeln. Dadurch ist die Massenzahl in manchen Fällen bekannt. Die verschiedene Massenaufspaltung beim Zerplatzen des Urankernes ist sicher eine Ursache für die Breite der Gruppen. Wie groß die Verwaschung ist, die durch die verschiedenen Anregungsenergien der schweren Kerntrümmer oder etwa dadurch bedingt ist, daß bei den verschiedenen Spaltungs-

prozessen verschieden große Energiebeträge frei werden, kann erst eine genaue Messung der bei einem Zertrümmerungsprozeß von beiden Bruchstücken zusammen auf Ionisation aufgewendeten Energie entscheiden. Versuche in dieser Richtung sind gegenwärtig im Gange. Eine Zuordnung der Massen zu bestimmten Energien kann daher zur Zeit im allgemeinen nicht getroffen werden. Wäre bei allen Prozessen die zur Ionisation aufgewendete Energie die gleiche, könnte eine eindeutige Zuordnung zwischen Massen und Energien getroffen werden. Es müßten jedoch dann die beiden Gruppen bezüglich ihres Aufbaues vollkommen gleichartig sein. Daß dies nicht völlig der Fall ist, läßt darauf schließen, daß die zur Ionisation aufgewendete Gesamtenergie nicht immer dieselbe ist. Würde man dem energiereichsten Bruchstück (108 MeV) das energieärmste (40 MeV) zuordnen, so erhält man als Gesamtenergie etwa 148 MeV, eine Energie also, die der häufigsten Gesamtenergie entsprechen würde. Diese Zuordnung müßte vernünftigerweise angenommen werden, wenn die Energieverwaschung nur durch die verschiedene Massenaufspaltung zustande kommt. Dieser Zuordnung würde ein Massenverhältnis von 1 : 2,7 entsprechen. Jedoch konnten bisher auf chemischem Wege noch keine Elemente nachgewiesen werden, deren Massenverhältnis dem angegebenen Wert entsprechen würde. Die größtmögliche, auf Ionisation aufgewendete Energie würde man erhalten, wenn man die energiereichsten Teilchen jeder Gruppe einander zuordnet (108 MeV und 80 MeV). Die gemessene Gesamtenergie wäre dann 188 MeV, also wesentlich verschieden von der häufigsten Gesamtenergie. Auch in diesem Fall würden noch etwa 20 MeV für die Anregungsenergie der Kerntrümmer zur Verfügung stehen.

Die Energieverteilung der Bruchstücke wurde von G. v. Droste untersucht. Die von ihm angegebenen vier Gruppen liegen bei Energien von 33, 56, 71 und 95 MeV. Bei einer Energie von 33 MeV wurden von uns nur mehr einige wenige, durch die Schicht verlangsamte Teilchen registriert. Die Werte von 56 und 95 MeV, die sich bei v. Droste auf die Maximalenergien beziehen, können mit den häufigsten Energien unserer beiden Gruppen von 57 und 91 MeV in Übereinstimmung gebracht werden.

O. Haxel (l. c.) gibt für die Energie der beiden Teilchengruppen 74 und 52 MeV an, was einem Massenverhältnis von 1 : 1,42 entsprechen würde.

Eine weitere Arbeit über die Energieverteilung ist von Booth, Dunning und Slack (l. c.) erschienen. Sie finden ebenfalls zwei Teilchengruppen, wobei die Maximalenergien jeder Gruppe 72 und 100 MeV betragen. Über die tatsächliche Breite der Gruppen wird wegen der Verwendung einer dickeren Schicht (1 mm Luftäquivalent) keine Aussage gemacht. In einem weiteren Versuch wurde durch ein eingebautes Blendensystem die Auflösung verbessert, so daß die Gruppen schärfer hervortreten.

Über die Energieverteilung bei Bestrahlung mit schnellen und langsamen Neutronen

Nach der Auffassung von Bohr (16) zerfällt bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen vorwiegend das häufige Uranisotop $^{238}_{92}U$, bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen das seltene Actinuran mit der Massenzahl 235 in Bruchstücke. Wir untersuchten daher, ob ein Unterschied in der Energieverteilung der entstehenden Kerntrümmer bei Bestrahlung mit nur schnellen und vorwiegend langsamen Neutronen festzustellen war. Bei dem Versuch mit schnellen Neutronen wurde die Kammer allseitig mit *Cd* abgedeckt und ohne Paraffin bestrahlt. Bei dem Versuch mit vorwiegend langsamen Neutronen war die Kammer allseitig mit 7 cm Paraffin umgeben. In beiden Fällen wurden ungefähr 1100 Teilchen aufgenommen. Verwendet wurde die Schicht mit 0,6 mm Luftäquivalent Dicke, da bei dem Versuch mit schnellen Neutronen nur eine geringe Ausbeute zu erwarten war (etwa 2 Teilchen pro Minute). Die Fig. 7 und 8

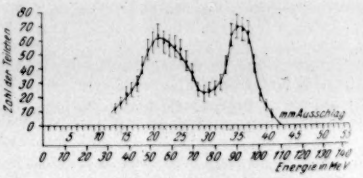


Fig. 7. Ausschlagsstatistik bei Bestrahlung mit langsamen Neutronen. Schichtdicke: 0,6 mm Luftäquivalent, 1150 Teilchen.

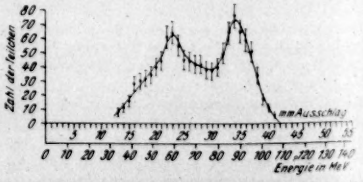


Fig. 8. Ausschlagsstatistik bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen. Schichtdicke: 0,6 mm Luftäquivalent, 1150 Teilchen.

geben die erhaltenen Ausschlagsstatistiken wieder. Bei dem Versuch mit langsamen Neutronen (Fig. 7) ist zu berücksichtigen, daß infolge der Versuchsbedingungen etwa 10 Proz. der Ausschläge von schnellen Neutronen herrühren. Beide Versuche wurden kurz nacheinander ausgeführt. Die Empfindlichkeit des Verstärkers blieb dabei dieselbe.

Die beiden Statistiken stimmen in ihrer Form im allgemeinen überein. Dies ist nach theoretischen und experimentellen Ergebnissen zu erwarten, da ja bei Bestrahlung von Uran und Thorium mit schnellen, und bei Bestrahlung von Uran mit langsamen Neutronen viele gleiche, wenn nicht überhaupt die gleichen Spaltprodukte entstehen. Die gemessene Maximalenergie ist innerhalb von ± 2 MeV dieselbe. Als deutlicher Unterschied zeigt sich, daß die Senke zwischen den beiden Gruppen bei dem Versuch mit schnellen Neutronen weniger ausgeprägt ist. Dies könnte so gedeutet werden, daß bei den Versuchen mit schnellen Neutronen häufiger Bruchstücke entstehen, deren Massenunterschiede kleiner sind. Dies würde auch damit übereinstimmen, daß hier die beiden Maxima etwas näher aneinanderrücken. Eine nähere Aufklärung ist auch hier nur von Koinzidenzversuchen zu erwarten. Die Frage, welches Uranisotop durch schnelle und welches durch langsame Neutronen umgewandelt wird, konnten wir durch unsere bisherigen Versuche nicht entscheiden.

Es sei noch erwähnt, daß wir auch Versuche mit Thorium ausführten. Auch hier zeigten sich zwei Hauptgruppen. Diese Versuche werden zur Zeit mit elektrolytisch niedergeschlagenen Thoriumschichten fortgesetzt.

Zusammenfassung

Bei der Anwendung der elektrischen Methode zum Nachweis der schweren Kerntrümmer aus Uran sind Maßnahmen notwendig, ohne die keine richtigen quantitativen Ergebnisse erzielt werden können. Die wichtigsten davon sind: Erreichung eines hohen Auflösungsvermögens des Verstärkers bei noch vorhandener Proportionalität, Angabe einer exakten Eichmethode, Erreichung praktisch vollkommener Sättigung trotz hoher Ionendichte.

Die maximale Energie für die gemessenen Teilchen wird angegeben und über genauere Reichweitenmessungen sowie den Verlauf der Ionisationskurve für die energiereichsten Teilchen berichtet. Die Energieverteilung der Kernbruchstücke, die bei Bestrahlung einer dünnen, homogenen Uranschicht mit Neutronen entstehen, wird angegeben. Über die dabei auftretenden Gruppen wird diskutiert und ihre Breite auf kernphysikalische Ursachen zurückgeführt. Die für den Zertrümmerungsprozeß wirksamen Neutronenenergien werden näher untersucht. Weiters wird über Versuche berichtet, bei welchen das Energiespektrum mit nur schnellen und mit vorwiegend langsamen Neutronen aufgenommen wurde.

Herrn Prof. Dr. G. Stetter sind wir für das Interesse, das er der Arbeit entgegenbrachte, dankbar. Herrn K. Lintner danken wir für seine ausdauernde Mithilfe bei den Versuchen.

Fritz Prankl dankt der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Verleihung eines Forschungsstipendiums.

Literaturverzeichnis

1) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 11, 1939.
2) W. Jentschke und F. Prankl, Anz. d. Wiener Akad. d. Wiss., Nr. 5, 1939; O. R. Frisch, Nature (London) **143**, 276, 1939; F. Joliot, C. r. **208**, 341, 1939.
3) W. Jentschke und F. Prankl, Naturwiss. **27**, 134, 1939.
4) W. Jentschke und F. Prankl, Mitt. d. Inst. f. Radiumforsch., Nr. 431, 1939.
5) G. Ortner und G. Stetter, Mitt. d. Inst. f. Radiumforsch., Nr. 320–329.
6) R. Schiedt, Mitt. d. Inst. f. Radiumforsch., Nr. 358, 1935.
7) M. G. Holloway und M. St. Livingston, Phys. Rev. **54**, 18, 1939.
8) G. v. Droste, Naturwiss. **27**, 198, 1939.
9) O. Haxel, Zeitschr. f. Phys. **112**, 681, 1939.
10) J. Thibaud und A. Moussa, C. r. **208**, 744, 1939.
11) E. T. Booth, J. R. Dunning und F. G. Slack, Phys. Rev. **55**, 981, 1939.
12) Cl. Magnan, C. r. **208**, 742, 1939.
13) E. T. Booth, J. R. Dunning und F. G. Slack, Phys. Rev. **55**, 982, 1939.
14) A. H. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325, 1930.
15) A. Graves, Phys. Rev. **55**, 863, 1939.
16) N. Bohr, Phys. Rev. **55**, 418, 1939.
17) G. v. Droste und H. Reddemann, Naturwiss. **27**, 371, 1939; H. L. Anderson, E. Fermi und L. Szilard, Phys. Rev. **56**, 284, 1939.

Wien, Vereinigtes I. und II. Physikalisches Institut, September 1939.

(Eingegangen 30. Oktober 1939)

Die molekulare Struktur der Flüssigkeiten im Modellversuch

Von W. Kast und H. A. Stuart

I. Allgemeines

Wir möchten über Schüttelversuche von Molekülmodellen berichten, die im Filmbild aufgenommen wurden, um die für Flüssigkeiten und hochverdichtete Gase charakteristische Nahordnung der Moleküle zu veranschaulichen. Über diese Nahordnung ist zunächst allgemein folgendes zu sagen[1]):

Man hat lange Zeit geglaubt, die Eigenschaften der Flüssigkeiten dadurch beschreiben zu können, daß man die Gesetze des Gaszustandes, die eine freie und unabhängige Bewegung der Moleküle voraussetzen, auf den flüssigen Zustand überträgt. Demgegenüber aber hat sich in den letzten Jahren immer mehr die Auffassung durchgesetzt, daß dieser Zustand dem kristallinen näher steht als dem gasförmigen[2]). Bedarf es doch nur des Hinweises auf die praktische Übereinstimmung der Dichten der Kristalle und ihrer Schmelzen, um zu zeigen, daß die Atome bzw. Moleküle einer Flüssigkeit räumlich wie kraftmäßig weitgehend an einer freien Bewegung gehindert sein müssen. Dasselbe gilt naturgemäß auch für hochverdichtete Gase. Dabei ist natürlich klar, daß diese Behinderung je nach der Symmetrie der Form und des Kraftfeldes der Moleküle sehr große Gradunterschiede aufweisen kann. Die Tatsache ihrer gegenseitigen Beeinflussung und die Existenz der dadurch bedingten Nahordnung aber muß man als allgemeines Charakteristikum des flüssigen Aggregatzustandes ansehen, und es erscheint daher überflüssig, sie durch die Einführung des Begriffes der „quasikristallinen Struktur der Flüssigkeiten" als etwas Besonderes zu kennzeichnen.

Betrachten wir zunächst eine einatomige Flüssigkeit wie das Quecksilber, so genügt offenbar bei der Dichte der Packung schon die Raumerfüllung der Atomkugeln, um eine bestimmte Verteilung ihrer Schwerpunkte herbeizuführen. Das bestätigen die Schüttelversuche von Menke[3]) sowie die Versuche von Morell und Hildebrand[1]) mit in Gelatine schwebenden Modellkugeln. Entsprechend verlangt auch das Röntgenstreubild[2]) eine derartige Verteilung, daß die Dichte, wenn man von einem willkürlich herausgegriffenen Atom ausgeht, mit wachsendem Abstand für alle Richtungen gleichmäßig mit allmählich abnehmender Amplitude fluktuiert. Weiter muß die Kleinheit der Atomabstände zur Folge haben, daß jedes Atom sich dauernd im Kraftfelde seiner Nachbarn befindet. Tatsächlich läßt auch die spezifische Molwärme mit ihrem Werte von nahezu 6/2 R erkennen, daß die *Hg*-Atome praktisch harmonische Schwingungen ausführen, indem zu der bei der Zickzackbewegung der Atome eines Gases allein auftretenden kinetischen Energie von 3/2 R noch einmal derselbe Betrag an potentieller Energie hinzukommt. Vergleicht man schließlich die Periodendauer der Atomschwingungen mit der Diffusionsgeschwindigkeit, so erkennt man, daß jedes Atom in der Zeit, in der im Mittel eine Verschiebung um einen Atomdurchmesser eintritt, eine große Anzahl von Schwingungen ausführt, so daß man seine Bewegung als eine Schwingung um eine langsam veränderliche Ruhelage auffassen kann. Dabei ist aber im Unterschied gegen den kristallinen Zustand die Schwingungsweite so groß, daß jede Ausschwingung zu einem Zusammenstoß mit einem Nachbaratom führt. Diese Tatsache ist dafür verantwortlich zu machen, daß bei den Flüssigkeiten die Viskosität im Gegensatz zu den Gasen mit wachsender Temperatur abnimmt[3]). Denn sie verhindert das Ansteigen der Stoßzahl mit steigender Temperatur, das bei den Gasen zu immer stärkerer Impulsübertragung führt, und läßt allein eine Störung der Impulsübertragung übrig, indem bei höherer Temperatur das Zusammenkommen der Moleküle in einer dafür günstigen Lage erschwert wird. Bei einer einatomigen Flüssigkeit allerdings wird die Impulsübertragung in diesem Sinne wenig temperaturempfindlich sein, und tatsächlich besitzt auch das *Hg* einen besonders kleinen negativen Temperaturkoeffizienten der Viskosität.

Gehen wir nun vom *Hg* zum CCl_4 über, so kommen wir zu einer Flüssigkeit, deren Moleküle wohl ihrer Form nach noch weitgehend als kugelsymmetrisch angesehen werden können, bei denen sich aber bezüglich des Kraftfeldes wenigstens für ihre Abstände im flüssigen Zustand, die mit denen der Atome im Molekül vergleichbar sind, die vier *C-Cl*-Dipole lokal

1) Näheres über die hier entwickelten Vorstellungen bei W. Kast und H. A. Stuart, Zeitschrift f. phys. Chem. (B) (erscheint demnächst).

Die Filmaufnahmen wurden von der Reichsstelle für den Unterrichtsfilm durchgeführt, von der der Film bezogen werden kann. Der Text dieser Mitteilung entspricht fast wörtlich dem des Begleitheftes, das dem Film beigegeben wird.

2) Zum Beispiel: P. Debye, Zeitschr. f. Elektrochem. **45**, 144, 1939 (Bericht).

3) H. Menke, Physik. Zeitschr. **33**, 593, 1932.

1) E. Morell u. J. H. Hildebrand, Journ. chem. phys. **4**, 224, 1936.

2) Siehe Fußnote 3 der linken Spalte.

3) E. N. de C. Andrade, Phil. Mag. **17**, 497 u. 698, 1934.

stark geltend machen. Dadurch werden jetzt zusätzlich auch die freien Rotationen der Moleküle merklich behindert und arten mehr oder weniger zu Rotationsschwingungen um die Lagen kleinster gegenseitiger potentieller Energie aus. Das macht einmal die Abweichungen des Röntgenstreubildes[1]) des CCl_4 von dem des Hg verständlich; diese sind offenbar auf das Auftreten von Interferenzen zurückzuführen, die bevorzugten Abständen der Cl-Atome benachbarter Moleküle entsprechen. Weiter wird die besonders starke Abnahme der Viskosität mit der Temperatur des CCl_4 dadurch erklärt, daß eine Impulsübertragung nur stattfinden kann, wenn die Moleküle bei ihrer Annäherung in eine Lage kleinster gegenseitiger potentieller Energie geführt werden. Schließlich muß auch die Verkleinerung der dielektrischen Polarisation gegenüber dem Dampfzustand auf die Rotationsbehinderung zurückgeführt werden, indem die Dipolwechselwirkung zu einer allgemeinen Verknüpfung der Dipolmoleküle führt, durch die der Orientierungsanteil der Polarisation verkleinert wird. Man nennt diese Art der Assoziation, die für alle Flüssigkeiten mit nicht sehr stark wirksamen Dipolen charakteristisch ist, nach van Arkel[2]), dem die Berechnung der Erniedrigung der Polarisation dadurch gelang, daß er zu der Energie der Wärmebewegung noch die Dipolwechselwirkungsenergie hinzufügte, die der Anzahl der Dipolmoleküle im cm^3 und dem Quadrate des Momentes proportional ist. Debye[3]) erreichte dasselbe in anschaulicherer Form, indem er eine Rotationsbehinderungsenergie E einführte, derart, daß zur Verdrehung eines Moleküls um den Winkel φ die Energie $E \cdot \cos\varphi$ aufgewendet werden muß.

Ganz anders verhalten sich nun die Flüssigkeiten, deren Moleküle sehr stark wirksame, offene Dipole besitzen, wie z. B. die Alkohole, insbesondere CH_3OH, oder, um zunächst bei einem angenähert kugelförmigen Molekül zu bleiben, auch HCl. Hier wird eine regelrechte Verbindung benachbarter Moleküle angestrebt, die entweder zur Kompensation oder zur Verstärkung der Dipolmomente führen kann. Man bezeichnet diese Assoziation im Gegensatz zu der vorigen als stöchiometrisch, da man in einem nicht polaren Lösungsmittel mit wachsender Konzentration einen fluktuierenden Polarisationsverlauf findet, der die Bildung von Aggregaten mit 2, 3 und mehr Molekülen nacheinander anzeigt[1]). In der reinen Flüssigkeit führen die beiden Assoziationsformen $\overset{+}{\underset{-}{\bigcirc}}\!\!\overset{-}{\underset{+}{\bigcirc}}$ und $\overset{+}{\underset{-}{\bigcirc}}\!\!\overset{+}{\underset{-}{\bigcirc}}$ zu der Bildung von Ketten oder auch Gruppen $\overset{+}{\underset{-}{\bigcirc}}\!\!\overset{+}{\underset{-}{\bigcirc}}$ von Molekülen, die, in ständigem Entstehen und Vergehen begriffen, ihren Ort sowohl wie die beteiligten Moleküle schnell wechseln. Das Röntgenstreubild zeigt bei den niedrigen Alkoholen die Existenz eines bevorzugten O-O-Abstandes zwischen den Molekülen an, dem das Verknüpfungsschema der Fig. 1 entspricht[2]), das man heute gern als Wasserstoffaustauschbindung auffaßt. Die bei den höheren Alkoholen auftretenden engen Interferenzringe zeigen durch die regelmäßige Abnahme ihrer Durchmesser mit zunehmender Länge der Paraffinkette an, daß die Paraffinketten sich, von den HO-Komplexen wegstrebend, einander parallel stellen[3]). Bezüglich ihrer Viskosität sind diese Flüssigkeiten durch eine ganz besonders starke Abnahme mit wachsender Temperatur ausgezeichnet, die in[1] der gleichzeitigen Abnahme der Assoziation ihre Erklärung findet. Überträgt man die Maxwellsche Kontinuumsvorstellung vom Fließen plastischer Körper, nach der ständig nebeneinander elastische Spannungen entstehen und abklingen, auf diese Flüssigkeiten, so sieht man, daß es dabei wesentlich auf die Lebensdauer der Molekülgruppen ankommt[4]). Die Viskosität ergibt sich danach nämlich gleich dem Produkt aus Elastizitätsmodul und Relaxationszeit, wobei mit steigender Temperatur der Elastizitätsmodul sich praktisch nicht verändert, während die Relaxationszeit stark abnimmt. Setzt man den Elastizitätsmodul, den man nur innerhalb von Zeiten messen könnte,

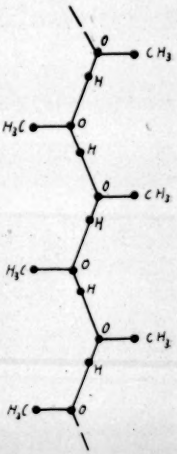


Fig. 1.

1) Siehe S. 714, linke Spalte, Fußnote 3.
2) A. E. van Arkel u. J. L. Snoek, Physik. Zeitschr. **33**, 662, 1932; **35**, 185, 1934.
3) P. Debye, Physik. Zeitschr. **36**, 100 u. 193, 1935; siehe auch H. Müller, Physik. Zeitschr. **38**, 498, 1937; J. Malsch, Ann. Phys. (5) **29**, 48, 1937.

1) K. L. Wolf u. W. Herold, Zeitschr. phys. Chem. B. **27**, 58, 1934; K. L. Wolf, H. Frahm und H. Harms, Zeitschr. phys. Chem. B **36**, 237, 1937.
2) W. H. Zachariasen, Journ. chem. phys. **3**, 158, 1935; G. G. Harvey, Journ. chem. phys. **6**, 111, 1938.
3) G. W. Stuart, Phys. Rev. **32**, 558, 1928; B. E. Warren, Phys. Rev. **44**, 969, 1933.
4) W. Kuhn, Zeitschr. f. angew. Chem. **52**, 289, 1939.

die klein sind gegen die Abklingzeit, gleich dem des festen Zustandes, so ergeben sich Relaxationszeiten von der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-13} sec. Dem entsprechen die Zeiten, die der Modellversuch liefert, sehr gut. Der wirklichen Stoßzahl der Größenordnung 10^{12} steht hier die Zahl von 100 Stößen pro sec gegenüber. Den Lebensdauern der Molekülketten von etwa 10 sec, wie sie im (zweidimensionalen!) Versuch im günstigsten Falle auftreten, entsprechen also 10^{-9} sec.

Bei stäbchenförmigen Molekülen, wie sie z. B. im flüssigen CS_2 vorliegen, bedingt schon die Form ohne jede Mitwirkung des Kraftfeldes eine wesentliche Rotationsbehinderung. Denn der jedem Molekül im Mittel zur Verfügung stehende Raum reicht bei weitem nicht aus, um eine freie Rotation um solche Achsen zuzulassen, die senkrecht auf der Stäbchenachse stehen. Dadurch kommt, wie die Schüttelversuche von Rehaag und Stuart[1]) deutlich zeigen, eine Ordnung der Moleküle bezüglich ihrer Orientierung zustande, derart, daß auch in einer Entfernung von einem beliebig herausgegriffenen Molekül, die viele Moleküldurchmesser ausmacht, noch eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür besteht, ein anderes in paralleler Lage zu ihm anzutreffen. So müssen Ketten und Gruppen paralleler Moleküle entstehen, die, in ständiger Neubildung und Wiederauflösung begriffen, ihren Ort und die beteiligten Moleküle dauernd wechseln. Dabei führen größere Stäbchenlänge, dichtere Packung und niedrigere Temperatur sowohl eine größere Ausdehnung als auch eine größere Lebensdauer dieser Ketten und Gruppen herbei. Diese rein sterisch bedingte Orientierung stäbchenförmiger Moleküle wird nun durch die Dispersionskräfte unterstützt, die Anordnungen begünstigen, bei denen sich die Moleküle mit möglichst großer Oberfläche berühren. Dadurch wird die parallele Lage benachbarter Moleküle zur Lage kleinster gegenseitiger potentieller Energie, so daß insbesondere bei sehr langgestreckten Molekülen in annähernd paralleler Lage Drehmomente auftreten, die sie vollends parallel stellen. Diese Wirkung wird durch ein achsiales Dipolmoment verstärkt, durch ein Quadrupolmoment, wie es dem CS_2 zukommt, aber eher beeinträchtigt, da dieses nicht nur die achsial verschobene parallele Lage[2]) (Fig. 2a), sondern auch eine gekreuzte Lage herbeiführen kann, so daß grätenförmige (Fig. 2b) und viereckige Anordnungen (Fig. 2c) entstehen.

1) H. Rehaag u. H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **38**, 1027, 1937.
2) L. H. Borchert, Physik. Zeitschr. **39**, 156, 1938.

Überträgt man nun mit Frank[1]) auf solche Flüssigkeiten, deren Moleküle durch ein genügend ausgeprägtes Energieminimum für die parallele Anordnung eine ausgesprochene Tendenz zur Ketten- und Gruppenbildung haben, die Gesetze der Kettenreaktionen, so erkennt man, daß hier dann, wenn mit abnehmender Temperatur die Wahrscheinlichkeit für die Verzweigung einer Kette gleich der für ihre Beendigung wird, was bei der Kettenreaktion zur Explosion führt, ebenfalls ein kritischer Zustand eintritt. Dann wird nämlich die Ausdehnung der Parallelisierung plötzlich unendlich

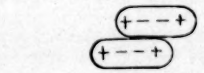


Fig. 2a.

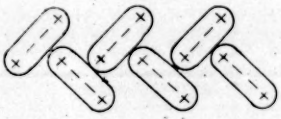


Fig. 2b.

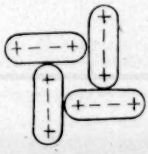


Fig. 2c.

groß, so daß ausgedehnte baumartige oder blockartige „Schwärme" paralleler Moleküle entstehen, wie wir sie in den anisotropen Flüssigkeiten vor uns haben. Dabei läßt die diesen flüssigen Phasen charakteristische Trübung erkennen, daß die geordneten Gebiete lineare Dimensionen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen besitzen müssen. Weiter zeigt der Vergleich der durch die einheitliche Orientierung der Schwärme erreichbaren Doppelbrechung mit der der festen Kristalle, daß im ganzen etwa die Hälfte der Moleküle auf die geordneten Gebiete, die andere Hälfte auf die Übergangsbereiche kommt[2]). Durch diesen plötzlichen starken Zuwachs der Zahl der Moleküle, die energetisch günstig liegen, muß dabei zugleich eine Wärmemenge frei werden, die mit etwa 0,5 Cal/Mol auch nachgewiesen worden ist[3]).

1) F. C. Frank, Physik. Zeitschr. **39**, 530, 1938.
2) W. Kast, Ann. Phys. (5) **33**, 185, 1938.
3) K. Kreutzer u. W. Kast, Naturw. **25**, 233, 1937; K. Kreutzer, Ann. Phys. (5) **33**, 192, 1938.

II. Versuchsanordnung

Die Modellversuche sind in folgender Anordnung durchgeführt worden: Der Raum, in dem die Molekülmodelle geschüttelt werden, wird aus zwei in einem Holzrahmen gespannten Spiegelglasplatten und auswechselbaren Holzringen von 180–220 mm lichter Weite gebildet, die zugleich den Abstand der Glasplatten mit 6 mm bei den Stäbchenmodellen und 7 mm bei den Kreisscheibchen nur wenig größer halten als die Dicke der Modellkörper (5 mm). Der Rahmen ist auf einem Kugelgelenk befestigt, so daß er genau horizontal gestellt werden kann. Die Schüttelbewegung erfolgt vertikal mit 40 bis 50 Hüben/sec. Dadurch variiert die Reibung der Teilchen so stark, daß eine lebhafte ungeordnete Bewegung auftritt. Insbesondere werden die Rotationen sehr stark angeregt. Daß demgegenüber die Translationen etwas zurücktreten, fällt bei den Versuchen, bei denen es hauptsächlich auf die Rotationsbehinderung ankommt, nicht besonders ins Gewicht, sei aber hier zur Vermeidung falscher Eindrücke ausdrücklich betont[1]).

Die Molekülmodelle sind als Kreisscheibchen und Stäbchen mit halbkreisförmigen Enden ausgebildet und aus Messing bzw. Aluminium hergestellt. Sie sind zur Darstellung von Dipolfeldern zum Teil mit 2 mm starken, magnetisierten Stäbchen aus Oerstitstahl versehen, die eine Koerzitivkraft von rund 100 Oerstedt besitzen[2]). Die Formen und Abmessungen sind im einzelnen:

1. Kreisscheibchen mit 12 mm Durchmesser als Modelle der *Hg*-Atome.
2. Kreisscheibchen mit 12 mm Durchmesser mit Dipolfeld als Modelle der *HCl*-Moleküle.
3. Kalotten mit drei 6-mm-Halbkreisbögen als Modelle der ebenen Projektion der Form der CCl_4-Moleküle.
4. Kreisscheibchen mit 12 mm Durchmesser mit 3 radialen Dipolen als Modelle der ebenen Projektion der CCl_4-Moleküle.
5. Stäbchen 6×15 mm als Formmodelle der CS_2-Moleküle.
6. Stäbchen 6×15 mm mit Quadrupolfeld als Modelle der CS_2-Moleküle.
7. Stäbchen 6×15 mm mit Dipolfeld als Modelle der *HCN*-Moleküle.
8. Stäbchen 6×10 und 6×26 mm zur Demonstration des Einflusses der Stäbchenlänge.

Die Dichte der Packung ist gemessen durch das Verhältnis der Summe der Teilchenflächen zur gesamten Schüttelfläche. Sie variiert zwischen 0,40 und 0,70. Die dichteste Zylinderpackung der Kreisscheibchen würde in diesem Maße 0,91 betragen, während die Dichte, bei der jedem Stäbchen der Abmessung 6×15 mm im Mittel eine Fläche zur Verfügung steht, daß es sich frei drehen kann, sich zu 0,5 berechnet. Die Gesamtzahl einer Füllung schwankt je nach der Dichte und der Größe der Schüttelfläche zwischen 150 und 300 Stück. Zur Vermeidung der störenden Wirkung des Randes im Bilde ist von der freien Schüttelfläche ringsum noch ein Rand von 20–25 mm abgedeckt.

III. Versuchsergebnisse

a) Kugelförmige Moleküle

Die Kreisscheibchen von 12 mm Durchmesser als Modelle der *Hg*-Atome rotieren sehr lebhaft. Sie sind in den Packungen 0,50 und 0,60 untersucht worden und zeigen bei der höheren Dichte deutlich eine Neigung zur hexagonalen Packung, obwohl sie sich bei weitem nicht dicht berühren, sondern nur bei ihren Schwingungen immer von neuem aneinanderstoßen.

Bei den Kreisscheibchen mit 12 mm Durchmesser und Dipolfeld, die den *HCl*-Molekülen entsprechen könnten, mußte die Schüttelfrequenz auf den Höchstwert von 100 Stößen/sec erhöht werden, da die Dipolfelder der Modelle sich wider Erwarten kräftig zeigten. Infolge dieser Felder fehlt hier jede Andeutung hexagonaler Struktur. Statt dessen streben die Dipole eine Kettenbildung an, die selbst bei der kleinen Packungsdichte 0,50 bereits deutlich in Erscheinung tritt. Doch verschwinden die Ketten stets nach kurzer Zeit wieder völlig und bilden sich in ganz anderer Lage von neuem. Dazwischen treten weniger dichte Gebiete mit wesentlich behinderter Rotation auf.

Bei der größeren Dichte 0,60 bilden sich vielfach parallele Ketten mit entgegengesetzter Polrichtung, wie aus ihrer Anziehung hervorgeht.

Bei der Packung 0,70 schließlich als der größten benutzten Dichte zeigt sich eine deutliche Schwarmbildung. Das erhaltene Bild zerfällt in zwei Teile mit oben einheitlich horizontal und darunter einheitlich etwa diagonal aufwärts gerichteten Dipolen. In dem Zwischengebiet, das die beiden Richtungsschwärme trennt, pendeln die Dipole bald in die eine, bald in die andere Lage.

Die Kalotten mit 6 mm Durchmesser als Modelle der ebenen Projektion der Form der CCl_4-Moleküle zeigen bei der Dichte 0,60 noch kaum, bei 0,70 aber schon merklich eine sterische Rotationsbehinderung.

1) Die Schüttelapparatur wurde von der Firma Främbs & Freudenberg, Schweidnitz, entwickelt und zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle bestens gedankt sei.

2) Für die Herstellung der Oerstitstäbchen aus dem stückigen Material sind wir der I.G. Farben AG., Ludwigshafen, zu großem Dank verpflichtet.

Die Kreisscheibchen mit 12 mm Durchmesser und drei Dipolen, die als ebene Projektion der CCl_4-Moleküle aufgefaßt werden können, lassen bei der kleinen mittleren Dichte nur in Gebieten zufällig größerer Dichte eine Rotationsbehinderung durch die Dipolfelder erkennen.

Die Untersuchung der Packungen 0,60 und 0,70 erfolgte einmal mit erhöhter (100 Stöße/sec) und dann mit normaler Schüttelgeschwindigkeit (80 Stöße/sec); vor allem im zweiten Falle ist die Rotationsbehinderung bei der Dichte 0,60 bereits fast überall zu erkennen.

Bei der Packung 0,70 ist die Rotationsbehinderung auch bei der hohen Schüttelfrequenz sehr ausgeprägt. Bei dem anschließenden Versuche mit normaler Schüttelfrequenz tritt die allgemeine Verknüpfung der Moleküle durch ihre lokalen Dipole sehr deutlich in Erscheinung. Ganze Umdrehungen der Teilchen sind so gut wie überhaupt nicht mehr zu beobachten.

b) Stäbchenmoleküle

Die Stäbchen 6×15 mm als Modelle der Form der CS_2-Moleküle zeigen bei der Packung 0,40 lebhafte, noch nahezu freie Rotation.

Bei den Packungen 0,50 und 0,60 treten kurzlebige Ketten von wenigen Molekülen in paralleler Lage auf.

Bei der großen Packungsdichte 0,70 beobachtet man stets gleichzeitig an mehreren Stellen ziemlich ausgedehnte Ketten. Doch ist an jeder Stelle die Anordnung in wenigen Sekunden völlig verändert, indem immer wieder vorübergehend andere Moleküle sich zu ganz anders gelagerten Ketten zusammenfinden.

Die Stäbchen 6×15 mm mit Quadrupolfeld, wie sie in den CS_2-Molekülen vorliegen, wurden wegen der Stärke der Felder der Modellkörper nur bei der höchsten Schüttelfrequenz untersucht. Schon bei der kleinen Dichte 0,50 tritt an Stelle der Tendenz zur Parallelordnung deutlich die Neigung zur Senkrechtstellung zutage.

Bei den Packungen 0,60 und 0,70 ist die kreuzweise Anordnung noch ausgeprägter. Man beobachtet insbesondere viereckige und grätenförmige Anordnungen.

Die Stäbchen 6×15 mm mit Dipolfeld, wie sie den *HCN*-Molekülen entsprechen könnten, wurden ebenfalls nur bei der höchsten Schüttelfrequenz untersucht. Die Parallelisierung wird durch das Dipolmoment merklich unterstützt. Es zeigen sich bereits bei den Packungen 0,50 und 0,60 deutliche Ketten mit der Länge nach aneinandergereihten Dipolen, häufig auch zu mehreren nebeneinander.

Bei der großen Dichte 0,70 führt die längliche Form der Teilchen im Verein mit ihrem achsialen Dipolmoment zur Schwarmbildung. An mehreren Stellen treten größere Gruppen paralleler Moleküle auf, die über die ganze Versuchsdauer, der in Wirklichkeit etwa 10^{-8} sec entsprechen, in ihrem Kern erhalten bleiben. Nur in den Übergangsgebieten zwischen ihnen finden ständige Umgruppierungen statt.

Zur Untersuchung des Einflusses der Stäbchenlänge wurden zunächst Stäbchen von 6×10 mm untersucht. Diese kurzen Stäbchen zeigen bei allen Packungen sehr geringe Rotationsbehinderung. Erst bei der Dichte 0,60 kann man schnell vorübergehende Parallelgruppierungen weniger Moleküle beobachten.

Weiter wurden Stäbchen von 6×20 mm benutzt, die zwar eine stärkere Rotationsbehinderung zeigen. Trotzdem kommt es aber auch bei der Packung 0,60 noch nicht zur Bildung so ausgeprochener Ketten, wie bei den 6×15-mm-Teilchen. Das ist wohl darauf zurückzuführen, daß die Drehstöße der langen Hebelarme wegen, die die Teilchen bieten, stark ordnungsstörend wirken.

Bei der großen Packungsdichte 0,70 aber zeigt sich mit einemmal ein völlig anderes Bild. Die kritische Dichte, oberhalb derer eine Schwarmbildung eintritt, ist hier offenbar überschritten. Die über die ganze Fläche ihrer Richtung nach unregelmäßig verteilten Schwärme paralleler Moleküle bleiben die ganze Versuchsdauer über praktisch unverändert bestehen.

Halle a. S., Institut für experimentelle Physik der Universität.

Dresden, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 4. November 1939)

Ein Magnetsystem mit veränderbarer Astasierung

Von Josef Tagger

Während zu Nobilis Zeiten und noch lange nachher die Astasierung nur dem Zwecke diente, die Empfindlichkeit der Galvanometer zu steigern, tritt diese Aufgabe heute zurück gegenüber der Forderung, durch Astasierung das Magnetsystem den Einflüssen von Fremdfeldern zu entziehen. Die Anforderung, die das erste Problem an den Grad der Astasierung stellte, war leicht zu erfüllen, denn ein Restmoment war sogar als notwendiges Richtmoment erfordert. Die heute gestellte Aufgabe verlangt aber eine so weitgehende Astasierung, daß dies ohne besondere Hilfsmittel nicht mehr leicht zu erreichen ist.

Während Nobilis astatisches Nadelpaar aus 2 übereinanderliegenden, horizontalen Nadeln besteht, verwendet Pierre Weiß[1]) die Nadeln in vertikaler Stellung. Diese Anordnung bringt verschiedene Vorteile: Das Trägheitsmoment und damit die Schwingungsdauer werden kleiner, die entmagnetisierenden Kräfte und die induktive Einwirkung des Spulenfeldes sind verringert, und jede Nadel wirkt für sich allein schon astatisch, wenn nur ihre Achse der Drehungsachse parallel liegt.

Ein Glockenmagnet ist durch seine Form für die Verwendung in Galvanometern besonders geeignet (Fig. 1). Verbinden wir seine Schenkel

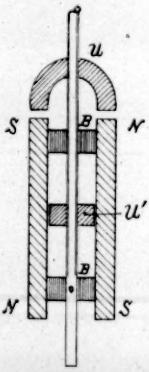


Fig. 1.
Magnetsystem mit veränderbarer Astasierung.

durch 2 Brücken B starr miteinander, so können wir, ohne daß die Schenkel ihre Lage zueinander ändern, den neutralen Bogen abschneiden und wir erhalten ein Magnetsystem nach Pierre Weiß. Verwenden wir als Achse des Systems eine Schraubenspindel und setzen wir eine Mutter U aus weichem Eisen auf, so erhalten wir ein Magnetsystem mit variabler Astasierung: liegt die Mutter auf den Magnetschenkeln auf, so haben wir den alten Glockenmagnet mit nur 2 Polen, schrauben wir die Mutter höher, so wird das System mehr und mehr astasiert.

Für das Restmoment eines astatischen Systems kennen wir die Beziehung:

$$M = \sqrt{(M_1 - M_2)^2 + 4\, M_1\, M_2 \sin^2 \frac{\gamma}{2}}\,.$$

Sie gilt auch für unser System, nur haben M_1 und M_2 eine andere Bedeutung: sie bedeuten nicht mehr die Momente der einzelnen Nadeln, sondern die Momente, die von einem Südpol des einen und einem Nordpol des anderen Schenkels gebildet werden. Sind die magnetischen Achsen der Schenkel der Drehungsachse parallel, so wird nicht bloß $\gamma = 0$, sondern automatisch auch $M_1 = M_2$. Setzen wir aber die Kurzschlußmutter auf, so gilt für jede Lage derselben:

$$0 < M_1 - M_2 + M_3 < M_1,$$

wenn M_3 das in der Weicheisenmutter induzierte Moment bedeutet. Das Restmoment wird immer kleiner sein als M_1, weil wir den Kurzschluß durch die Mutter nicht streuungslos bewirken können und es wird immer größer sein als 0, weil wir infolge der beschränkten Länge der Schraubenspindel die Mutter nicht beliebig weit entfernen können. Volle Astasierung ist daher auf diesem Wege bei parallelen Magnetachsen nicht möglich. Legen wir aber die magnetischen Achsen der Schenkel divergierend gegen die Eisenmutter in eine Ebene durch die Drehungsachse, so wird auch jetzt $\gamma = 0$, aber $M_2 > M_1$, so daß jetzt für eine bestimmte Stellung der Mutter die Summe aller 3 Momente verschwindet: das System ist voll astasiert. Dieses Ergebnis tritt aber nur dann ein, wenn die magnetischen Achsen in einer Ebene liegen. Ist dies nicht der Fall, so bleibt ein von γ abhängiges Restmoment bestehen. Da es mechanisch nicht allzuschwer ist, die Magnetschenkel weitgehend in eine Ebene zu legen, behält dieses Restmoment einen kleinen Wert.

Unter mehreren Systemen, die ich gebaut und untersucht habe, war eines, das den Anforderungen weitgehend entsprochen hat. Die Magnete bestanden aus hochlegiertem Kobaltstahl und das Gewicht des ganzen Systems betrug 8,23 g; sein Trägheitsmoment hatte den Wert 2,27 gcm², das System war aufgehängt an einem Platin-Iridiumdraht von 25 cm Länge und 0,02 mm Durchmesser, das Richtmoment des Drahtes hatte den Wert 0,073 cm²g/sec⁻².

Für die Schwingungsdauer eines solchen Systems kennen wir die Beziehung:

$$T = \Pi \sqrt{\frac{K}{MH + D}},$$

wobei K das Trägheitsmoment, D das Richtmoment der Suspension, MH das Richtmoment des Magnetsystems bezeichnen.

Die Bestimmung der Ruhelage des Systems gibt uns Aufschluß über den Winkel γ, und wenn wir noch seine Schwingungsdauer messen, erhalten wir aus der Formel den Wert MH.

In der folgenden Tabelle ist in der 1. Zahlenreihe die Entfernung G der Weicheisenmutter von den Magnetschenkeln in Schraubengängen angegeben, in der 2. Reihe die Abweichung R des

1) C. r., S. 728, 1895.

Systems aus der Nordsüdrichtung in Graden und in der 3. Reihe ist die Schwingungsdauer T angeführt. Für das kurzgeschlossene System ergibt sich der Wert $MH = 3{,}51\, l^2 g t^{-2}$, und die Schwingungsdauer des vollastasierten Systems sollte 17,53 sec sein ($MH = 0$).

Tabelle I

	G	R in °	T		G	R in °	T
1.	0	0	2,51	9.	16	14	12,40
2.	2	0	3,38	10.	18	22	15,40
3.	4	0	4,24	11.	19	?	17,50
4.	6	0	5,06	12.	20	150	15,20
5.	8	0	6,00	13.	22	172	13,70
6.	10	0	7,14	14.	24	172	12,30
7.	12	2	8,50	15.	26	180	10,80
8.	14	7	10,10	16.	28	180	10,20

In der Kurve I der Fig. 2 sind die aus der Schwingungsdauer sich ergebenden MH-Werte dargestellt.

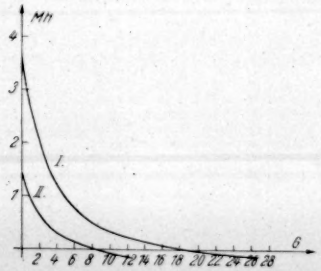


Fig. 2. Abhängigkeit des magnetischen Richtmomentes MH von der Einstellung G der Weicheisenmutter.

Wichtig ist das Verhältnis $\frac{MH + D}{M'H + D}$, wobei jetzt MH das maximale Richtmoment des kurzgeschlossenen Systems, $M'H$ aber das Richtmoment für irgendeine Stellung der Weicheisenmutter bedeuten soll. Für das kurzgeschlossene, also nicht astasierte System hat dieser Bruch den Wert 1, und er erreicht in unserem Falle für das vollastasierte System den Wert 49. (Fig. 3). Dieses Verhältnis ist ein Maß dafür, welche Empfindlichkeitssteigerung bei Verwendung des Magnetsystems für ein Nadelgalvanometer durch fortschreitende Astasierung des Systems erreicht werden kann. Selbstverständlich gilt dieser Wert nur für die verwendete Suspension, in unserem Falle für den Platiniridiumdraht mit dem Richtmomente 0,073 cm²g/sec⁻².

Die durch fortschreitende Astasierung erreichbare Empfindlichkeitssteigerung ist um so größer, je kleiner das mechanische Richtmoment, also je dünner die Suspension gewählt wird. Sie ist aber auch um so größer, je größer MH, also je größer M ist. Und je vollkommener wir astasieren, desto kleiner darf das Richtmoment der Suspension gewählt werden, ohne die Störungsfreiheit des Instruments zu gefährden, desto größer wird aber auch die Empfindlichkeit. Bei den hohen M-Werten, die unsere heutigen Magnetstähle ermöglichen, und bei hohem Grade der Astasierung besteht viel Aussicht, auch dem störungsfreien Nadelgalvanometer eine so hohe Empfindlichkeit geben zu können, daß sich dieses Instrument, das manche Vorteile gegenüber dem Drehspulinstrumente besitzt, wieder einen Platz im Laboratorium erobert.

Die Erreichung dieses Zieles verlangt aber noch eine Verbesserung des beschriebenen Astasierungsverfahrens. Bei diesem ist die volle Astasierung nur dann möglich, wenn die magnetischen Achsen eine geringe Divergenz besitzen. Der Grad dieser Divergenz ist aber schwer richtig

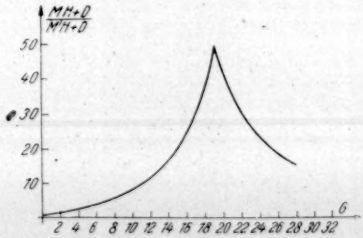


Fig. 3. Abhängigkeit der Galvanometerempfindlichkeit von der Einstellung der Weicheisenmutter.

zu treffen. Von ihm hängt es ab, mit wieviel Schraubengängen volle Astasierung erreicht wird. Diese Schwierigkeit läßt sich in einfacher Weise überwinden: Wenn wir auf die Schraubenspindel zwischen die Magnetschenkel in die neutrale Zone, also in die Mitte, eine Mutter aus weichem Eisen, U', setzen (Fig. 1), so ändert sich an den magnetischen Eigenschaften des Systems nichts. Verschieben wir aber diese Mutter nach unten, so wird das früher mit M_1 bezeichnete Moment verkleinert und jetzt kann auch bei parallelen magnetischen Achsen $M_1 - M_2 + M_3 = 0$ werden, und wir haben es in der Hand, ganz nach Willkür zu bestimmen, mit wieviel Schraubengängen die volle Astasierung erreicht werden soll. Soll beispielsweise volle Astasierung mit 10 Umdrehungen der Mutter U eintreten, so bringen wir die Mutter U zunächst in diese Lage und bestimmen die Schwingungs-

dauer des Systems. Dann verschieben wir U' nach unten und ermitteln neuerlich T. Sein Wert wird größer sein. Jene Stellung von U', für die T ein Maximum ist, entspricht unserer Forderung.

Auf ein in dieser Weise justiertes System bezieht sich die folgende Tabelle. G bedeutet wieder die Zahl der Umdrehungen der Mutter U, T die zugehörige Schwingungsdauer.

Tabelle II

	G	T		G	T
1.	0	3,96	7.	6	10,6
2.	1	4,80	8.	7	12,6
3.	2	5,80	9.	8	15,4
4.	3	6,80	10.	8,5	18,3
5.	4	7,80	11.	9	17,4
6.	5	8,90			

Wie man sieht, wird die volle Astasierung jetzt schon mit 8,5 Umdrehungen erreicht.

Die für dieses System geltenden MH-Werte sind in der Kurve II der Fig. 2 dargestellt. Obwohl es sich um ein Magnetsystem handelt, das in seinem Aufbau genau dem System gleicht, das der Kurve I entspricht, sind die MH-Werte doch viel kleiner. Es ist dies eine Folge des magnetischen Kurzschlusses durch die Mutter U'. Der Vorteil, daß die volle Astasierung schon mit wenigen Umdrehungen der Mutter U erreicht werden kann, wird durch eine Verkleinerung des magnetischen Richtmomentes erkauft: je geringer der Abstand der Mutter U von den Polen in der Grenzstellung wird, desto mehr muß zur Kompensation auch die Mutter U' den Gegenpolen sich nähern.

Das Bestreben, auch diesen Nachteil zu beseitigen, führt zur endgültigen Lösung des Problems: Wir verzichten auf die Mutter U und korrigieren das Restmoment nur durch die Mutter U'. Dadurch behalten M_1 und M_2 praktisch ihre volle Stärke und das System wird außerdem noch vereinfacht.

Nicht übersehen will ich, noch auf einen Umstand hinzuweisen, der für das Astasierungsproblem nicht ohne Interesse ist: auf die induktive Einwirkung des Spulenfeldes auf das Magnetsystem. Für ein Galvanometer mit nicht astasiertem Magnetsystem und richtmomentfreier Aufhängung ist diese Einwirkung ohne jede Bedeutung, da die Größe von M die Empfindlichkeit nicht beeinflußt. Wenn es sich aber um ein sehr weitgehend astasiertes System handelt, dessen Aufhängung auch ein sehr kleines Richtmoment besitzt, so macht sich der induktive Einfluß bemerkbar: das noch vorhandene kleine magnetische Restmoment wird je nach der Richtung des Spulenfeldes entweder verstärkt oder geschwächt, und dies macht sich dadurch bemerkbar, daß die Empfindlichkeit mit der Stromrichtung sich ändert. Ist aber das Magnetsystem vollkommen astasiert, so geht die volle Astasierung unter dem Einfluß des Spulenfeldes verloren.

Innsbruck, im Juli 1939. Physikalisches Institut.

(Eingegangen 6. Juli 1939)

Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten[1])

Von E. Fischer und G. Klages

Im Sinne einer kürzlich[2]) dargelegten Systematik dielektrischer Relaxationsuntersuchungen haben wir Dispersionsmessungen (bis zu Wellenlängen von 10 cm) an solchen reinen Dipolflüssigkeiten ausgeführt, für deren Moleküle letztens[2]) Werte der Relaxationszeiten in verdünnter Lösung (Benzol) gewonnen worden waren. Der Zweck ist, durch Vergleich der Relaxationszeiten in den beiden Fällen in quantitativer Weise Aufschluß zu erhalten über den Einfluß der quasikristallinen Struktur der Flüssigkeit auf die molekulare Rotation. Das war auf Grund der zahlreichen bisherigen Dispersionsmessungen kaum möglich, da zum Vergleich für die Relaxationszeit des entkoppelten, d. h. verdünnt gelösten Dipolmoleküls nur der nach der Formel $\tau = \frac{8\pi\eta a^3}{2kT}$ berechnete Wert zur Verfügung stand, dem die Annahme der Kugelgestalt (Radius a) des Moleküls und der Gültigkeit der makroskopischen Viskosität η für molekulare Dimensionen zugrunde liegt. Erst die Arbeiten[3]) über den Einfluß der Molekülstruktur und über die Absolutwerte von τ in verdünnten Lösungen (d. h. Bestimmung des Verhältnisses von molekularen zu makroskopischer Viskosität) ergeben eine zuverlässige Ausgangsgrundlage, von der aus eine Untersuchung des in der reinen Flüssigkeit hinzukommenden Einflusses der quasikristallinen Struktur auf die Größe der Relaxationszeit möglich erscheint.

1) War als Vortrag auf der Physikertagung 1939 in Marienbad vorgesehen.
2) E. Fischer, Physik. Zeitschr. **40**, 445, 1939.
3) E. Fischer, Physik. Zeitschr. **39**, 845, 1938; Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 531, 1938; A. Budó, E. Fischer und S. Miyamoto, Physik. Zeitschr. **40**, 337, 1939; E. Fischer und F. C. Frank, Physik. Zeitschr. **40**, 345, 1939; E. Fischer, l. c.

Theoretisch wird dieser Einfluß nach Debye[1]) zu erfassen versucht durch Einführung einer Kopplung des Dipolmoleküls an eine durch seine Umgebung bestimmte, zeitlich variable Vorzugsrichtung, und zwar in Form eines Ansatzes $U = -E \cos\vartheta$ für die Kopplungsenergie (ϑ = Winkel des Moments gegen diese Richtung), und die Rechnung ergibt, daß sowohl der Dipolanteil der Molekularpolarisation

$$\frac{M}{\varrho}\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}-\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)$$

gegenüber dem idealen Wert $\frac{4\pi N}{3}\frac{\mu^2}{3kT}$ als auch die Relaxationszeit gegenüber dem Idealwert für das entkoppelte Molekül herabgesetzt wird. Für $E \gg kT$, d. h. starke Kopplung, sollen die Reduktionsfaktoren (R, $R' < 1$) für beide Effekte einander gleich sein $\left(R = R' = \frac{2kT}{E}\right)$; sonst gilt diese Gleichheit angenähert.

Da die Reduktionsfaktoren R aus den Daten ε, n, μ der reinen Dipolflüssigkeiten bekannt sind, kann man prüfen, ob ebenfalls eine entsprechende Verkleinerung der Relaxationszeiten gegenüber dem Fall der verdünnten Lösungen (entkoppeltes Molekül) stattfindet, wenn man beim Vergleich noch die Verschiedenheit der Viskosität berücksichtigt. Als eine reine Dipolflüssigkeit, für deren Moleküle ein genauer τ-Wert in verdünnter Lösung schon vorliegt[2]), wählten wir zunächst o-Dichlorbenzol zur genauen Messung der Relaxationszeit aus der Dispersionskurve, nachdem für die in verdünnter Lösung genau gemessenen τ-Werte einiger anderer Moleküle früher schon einige ältere Messungen an den entsprechenden reinen Flüssigkeiten zum Vergleich herangezogen waren, wobei sich die Debyesche Theorie im allgemeinen bestätigte[2]). Abweichungen, die wir in weiteren untersuchten Fällen finden werden (Alkohole; aus langkettigen Molekülen bestehende Flüssigkeiten), kann man dann als Besonderheiten des quasikristallinen Ordnungszustandes deuten. In der Diskussion wollen wir die sich ergebenden prinzipiellen Gesichtspunkte im Sinne einer systematischen Übersicht über das ganze Gebiet der dielektrischen Relaxationen in reinen Dipolflüssigkeiten hervorheben.

I. Flüssigkeiten mit normaler Dipolwechselwirkung

Die Relaxationszeiten der reinen Dipolflüssigkeiten wurden durch Messung der Dispersion der DK im Wellenlängengebiet von 150–10 cm bestimmt. Zur Schwingungserzeugung standen Magnetronröhren (Telefunken *MV* 50 und Spezialröhren[1]) für die kürzesten Wellen) zur Verfügung. Es wurde die 2. Drudesche Methode benutzt nach Eichung der Apparatur mit Benzol-Acetongemischen von bekannter, bei längeren Wellen gemessener *DK*; eine merkliche Dispersion ergeben diese Eichlösungen in dem genannten Wellengebiet noch nicht[2]).

Tabelle I

Dispersion von o-Dichlorbenzol ($t = 25{,}5^\circ$ C)

λ cm	∞	152,0	61,7	36,6	18,3
ε'	9,89	9,87	9,86	9,76	9,25
$\tau \cdot 10^{11}$	—	—	—	$0{,}95 \pm 0{,}1$	$1{,}07 \pm 0{,}05$

In Tabelle I sind für o-Dichlorbenzol die gemessenen Werte der DK bei den verschiedenen Wellenlängen angegeben, dazu für zwei Meßpunkte auf dem abfallenden Teil der Kurve die aus der Größe der Abweichung vom statischen Wert berechneten Relaxationszeiten. Unter Berücksichtigung der Fehlergrenze läßt sich der DK-Abfall durch eine Debyesche Kurve mit einer Relaxationszeit $\tau = 1{,}03 \cdot 10^{-11}$ beschreiben. Die Viskosität von o-Dichlorbenzol bei der Meßtemperatur 24,5° C beträgt $\eta = 0{,}94 \cdot 10^{-2}$. Nun ist für o-Dichlorbenzol, wenn es verdünnt in Benzol ($\eta = 0{,}65 \cdot 10^{-2}$ bei 23° C) gelöst ist, die Relaxationszeit zu $\tau = 1{,}65 \cdot 10^{-11}$ bestimmt worden[3]). Vergleichen wir, um die Verschiedenheit der Viskositäten zu berücksichtigen, jeweils die Größen $\frac{\tau}{\eta}$, so ergibt sich der Reduktionsfaktor

$$R' = \left(\frac{\tau}{\eta}\right)_{\text{fl}} : \left(\frac{\tau}{\eta}\right)_{\text{Lös}} = \frac{1{,}03}{0{,}94} : \frac{1{,}65}{0{,}65} = 1 : 2{,}3,$$

durch den die Relaxationszeit der reinen Flüssigkeit durch die Flüssigkeitsstruktur (Rotationsbehinderung) herabgesetzt ist. Der entsprechende Reduktionsfaktor für die Dipolpolarisation berechnet sich aus den Werten ε, n, μ zu

$$R = \frac{\frac{M}{\varrho}\left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}-\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)}{\frac{4\pi N}{3}\frac{\mu^2}{3kT}} = \frac{84{,}9-36{,}5}{105{,}6} = 1 : 2{,}2.$$

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **36**, 100 und 193, 1935; P. Debye und W. Ramm, Ann. d. Phys. (5) **28**, 28, 1937.

2) E. Fischer, l. c.

1) Für die freundliche Überlassung dieser Röhren und eines seiner Spezialdetektoren (Physik. Zeitschr. **40**, 640, 1939) sind wir Herrn Dozent Dr. Klumb (DVL. Berlin-Adlershof) zu großem Dank verpflichtet.

2) Der eine von uns (G. Klages) wird ausführlich über die experimentelle Anordnung und Methodik sowie über weitere Messungen in seiner Dissertation berichten.

3) E. Fischer, l. c.

Tabelle II

Molekül	Verdünnte Lösung Benzol ($\eta \cdot 10^2 = 0{,}65$) $\tau \cdot 10^{11}$	R Molekularpolarisation	Reine Flüssigkeit $\eta \cdot 10^2$	Reine Flüssigkeit $\tau \cdot 10^{11}$	$R' = \left(\frac{\tau}{\eta}\right)_{fl} : \left(\frac{\tau}{\eta}\right)_{Los}$
Aceton	0,52	1 : 3,3	0,33	0,068[1])	1 : 3,9
Monochlorbenzol .	1,26	1 : 1,2	0,81	0,64[1])	1 : 2,4
Nitrobenzol . . .	1,20	1 : 5,2	1,96	0,5[2])	1 : 7,2
o-Dichlorbenzol. .	1,65	1 : 2,2	0,94	1,03	1 : 2,3

Man findet also die der Debye-Rammschen Theorie entsprechende Übereinstimmung der beiden Faktoren. Die Voraussetzung $\frac{E}{kT} \cong \frac{2}{R} \gg 1$ ist bei o-Dichlorbenzol noch hinreichend erfüllt.

Im Tabelle II sind die Fälle, in denen ein Vergleich von R und R' auf Grund von Messungen möglich ist, noch einmal zusammengestellt. Im Gegensatz zu o-Dichlorbenzol liegen den Vergleichen bei den drei anderen Flüssigkeiten nur ungenaue Messungen von τ (reine Flüssigkeit) zugrunde (bei Aceton und Monochlorbenzol, weil die Relaxationszeiten aus der bei diesen Flüssigkeiten geringen Absorption bei langen Wellen bestimmt wurde, bei Nitrobenzol, weil der Dispersionsverlauf sich anscheinend nicht durch einen einzigen τ-Wert beschreiben läßt). Bei Monochlorbenzol ist die Voraussetzung $E \gg kT$ nicht mehr erfüllt, woraus wohl ein Unterschied zwischen R und R' zu erklären ist. Unter Berücksichtigung der Ungenauigkeiten in den ersten drei Fällen und im Hinblick auf die gute Übereinstimmung im Falle des o-Dichlorbenzols, an dem nunmehr genaue Messungen vorliegen, kann man sagen, daß die Debyesche Theorie der Rotationsbehinderung den Einfluß auf die Relaxationszeit allgemein richtig wiedergibt.

Für eine Systematik der Erscheinungen wollen wir die Dipolflüssigkeiten, deren dielektrisches Verhalten sich durch den Debyeschen Ansatz beschreiben läßt, normale Dipolflüssigkeiten nennen. Es sind in jedem Falle solche, die man bei der Untersuchung der Konzentrationsabhängigkeit der Molekularpolarisation als nur „im van Arkelschen Sinne assoziiert" betrachtet. Aus dieser Gruppe fallen also die Alkohole (und Fettsäuren) heraus, die eine besonders geartete intermolekulare Wechselwirkung im Sinne der Bildung von stöchiometrischen Assoziationen zeigen, was auf die starken gegenseitigen Kräfte der sehr freiliegenden polaren OH-Gruppen zurückzuführen ist. Die von uns als normal bezeichneten Dipolflüssigkeiten werden also solche sein, bei denen das Moment nicht so weitgehend an der Oberfläche des Moleküls lokalisiert anzunehmen ist, so daß die Wechselwirkung, wie es dem Debyeschen Ansatz entspricht, im wesentlichen mit einer Anzahl von Nachbarmolekülen und nicht vorzugsweise mit einem einzigen Nachbar stattfindet. Unsere Klasse der normalen Dipolflüssigkeiten wird gegenüber den Flüssigkeiten mit van Arkelscher Assoziation jedoch noch eine gewisse Einschränkung erfahren. Der Debyesche Ansatz, nach welchem die potentielle Energie des Dipolmoleküls bei Herausdrehen aus der Vorzugsrichtung der Struktur sich nach einer cos-Funktion (Kugelfunktion 1. Ordnung) ändert, wird nur für angenähert kugelförmige Moleküle zutreffen. Bei starken Abweichungen von der Kugelgestalt, z. B. bei langgestreckten Molekülen, sollte man erwarten, daß außer der allgemeinen Dipolwechselwirkung ein durch die Molekülgeometrie und die dementsprechenden Dispersionskräfte bedingter quasikristalliner Ordnungszustand von großem Einfluß auf die Molekülrotation ist, wie der unter III. ausführlich diskutierte Fall zeigen wird. Als „angenähert kugelförmig" wird man noch Moleküle wie die des Benzols und seiner Derivate zu betrachten haben. Bei den Beispielen Monochlorbenzol, o-Dichlorbenzol und Nitrobenzol der Tabelle II hatten die Dipolmoleküle ungefähr dieselbe geometrische Struktur wie die Moleküle des benutzten unpolaren Lösungsmittels, so daß die verdünnte Lösung und die reine Dipolflüssigkeit in der molekularen Geometrie sehr ähnlich waren und man erwarten kann, daß ein Einfluß derselben eliminiert ist. Feinere Unterschiede könnte man vielleicht durch Variation des Lösungsmittels feststellen.

Wie weit durch den Debyeschen Ansatz für den Einfluß der quasikristallinen Struktur die Verhältnisse in Dipolflüssigkeiten richtig beschrieben werden, wird man jeweils in den speziellen Fällen einzeln untersuchen müssen[3]).

1) E. Keutner, Ann. d. Phys. (5) **27**, 29, 1936.

2) Mittelwert aus Messungen von W. Dahms, Ann. d. Phys. (5) **26**, 177, 1936 und M. v. Ardenne, O. Groos und G. Otterbein, Physik. Zeitschr. **37**, 533, 1936.

3) Die ergänzende Berücksichtigung der Anisotropie des inneren Feldes, die für die elektro- und magnetooptischen Orientierungseffekte von Bedeutung ist, diskutieren A. Peterlin und H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **113**, 663, 1939.

Jedenfalls scheint der Ansatz den einfachen allgemeinen Mechanismus der Rotationsbehinderung zu kennzeichnen; und er ergibt die Möglichkeit, Abweichungen von dem normalen Verhalten als Besonderheiten des quasikristallinen Ordnungszustandes näher zu deuten (siehe unter III.).

II. Bemerkung über Flüssigkeiten mit mehr stöchiometrischer zwischenmolekularer Wechselwirkung (Alkohole)

Es ist schon kürzlich bemerkt worden, daß das Verhältnis der Relaxationszeiten der verdünnt gelösten Alkoholmoleküle zu denjenigen in den reinen Flüssigkeiten sich nicht durch den Debyeschen Ansatz beschreiben läßt. Die Reduktionsfaktoren R', die sonst kleiner als 1 sind im Sinne einer Verschiebung des Dispersionsgebietes nach kürzeren Wellen, sind hier um ein Mehrfaches größer als 1. Es ist als Zufall anzusehen, daß die Verkleinerung, welche die Relaxationszeit der verdünnten Lösung durch die Molekülstruktur (frei drehbare Gruppe) und durch die niedrigere molekulare Viskosität gegenüber dem Wert $\tau = \frac{8\pi\eta_l a^3}{2kT}$ (η_l = makroskopische Viskosität) erfährt, durch den Einfluß der Struktur der reinen Alkohole so weit wieder kompensiert wird, daß die einfache Formel in einigen Fällen (Äthyl-, Propylalkohol) gute Übereinstimmung ergibt. In Wirklichkeit ist der Debyesche allgemeine Mechanismus der Rotationsbehinderung hier stark überlagert von einer bei Vorhandensein der freiliegenden polaren *OH*-Gruppen stattfindenden Wechselwirkung, die das betrachtete Molekül nur mit seinem nächsten Nachbarn ausübt, während das Debyesche Behinderungspotential sich auf die Wechselwirkung mit der durch eine Anzahl von Molekülen definierten Umgebung bezieht. Eine theoretische Behandlung dieses Falles erscheint schwierig, weil wahrscheinlich für jeden Fall sehr spezielle Annahmen hineingezogen werden müssen, die zugleich eine Erklärung für den komplizierten Verlauf der Molekularpolarisation mit der Konzentration ergeben sollten. Einen theoretischen Ansatz hat Piekara[1]) versucht, indem er außer der allgemeinen Debyeschen Rotationskopplung noch eine Kopplung an das nächste Nachbarmolekül hinzunimmt, wobei er für die potentielle Energie gegen eine Vorzugsrichtung wiederum eine cos-Abhängigkeit annimmt. Aber gerade in diesem Fall erscheint die Annahme der cos-Funktion ziemlich willkürlich im Gegensatz zum Fall der allgemeinen Rotationsbehinderung. Vielmehr durften die Potientialtöpfe für die Kopplung an den nächsten Nachbarn in Wirklichkeit viel schmaler und steiler in der Umgebung einer Vorzugsrichtung sein. Vielleicht könnte auf Grund eines entsprechenden theoretischen Ansatzes die Tatsache ihre Erklärung finden, daß bei den reinen Alkoholen die Molekularpolarisation gegenüber derjenigen des verdünnt gelösten Moleküls verkleinert, die Relaxationszeit dagegen vergrößert ist. Jedenfalls sind die Alkohole (und Fettsäuren) bezüglich ihres dielektrischen Verhaltens als eine besondere Gruppe zu behandeln und man sollte nicht, wie vielfach geschehen, aus Messungen an ihnen allgemeine Aussagen über Dispersion und Absorption von Dipolflüssigkeiten zu machen versuchen. Dagegen wäre zu wünschen, daß zur Gewinnung weiterer allgemeinerer Gesichtspunkte noch mehr experimentelles Material über die als normal bezeichneten Dipolflüssigkeiten erhalten wird.

III. Flüssigkeiten mit einem auf Grund der Molekülstruktur gegebenen Ordnungszustand (aliphatische Ketten)

Vor kurzem wurde gezeigt[1]), daß die normalen aliphatischen Chloride (Oktyl-, Decyl-, Lauryl-, Cetyl-Chlorid[2])), in Benzol verdünnt gelöst, sich bezüglich der Rotation als im Mittel noch weitgehend gestreckte Teilchen verhalten, obwohl die einfachen aliphatischen *C–C*-Bindungen Drehbarkeit und daher eine gewisse Knäuelung erlauben sollten. Geschlossen wurde das daraus, daß die aliphatischen Chloride bedeutend größere Relaxationszeiten und vor allem einen größeren Anstieg derselben mit der Anzahl der aliphatischen Gruppen zeigen als die entsprechenden normalen Ketone, bei denen das Moment senkrecht zu der möglichen Längsrichtung des Moleküls ist; die Vergrößerung von τ muß also daher rühren, daß bei den Chloriden eine Momentkomponente in einer ausgesprochenen Längsrichtung vorhanden ist, so daß ein größerer Reibungswiderstand für die Einstellung derselben wirksam wird.

Während also in der Umgebung von Benzolmolekülen, wie die τ-Werte zeigen, eine Drehung der Längsachse der Kettenmoleküle stattfindet, schien es interessant zu sehen, wie die molekulare Rotation des langgestreckten Moleküls in der Umgebung von seinesgleichen, also in der reinen Flüssigkeit beschaffen ist. Aus den τ-Werten der verdünnten Lösung lassen sich ja unter Berücksichtigung der Verschiedenheit in der Viskosität und der Reduktionsfaktoren R die τ-Werte für die „normale" reine Flüssigkeit berechnen, und

1) A. Piekara, Acta Phys. Pol. **6**, 130, 1937.

1) E. Fischer, l. c.

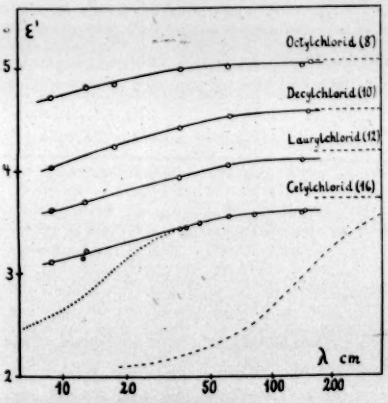
2) $CH_3CH_3 \ldots CH_3CH_2Cl$ mit 8, 10, 12 und 16 *C*-Atomen.

Tabelle III

Molekül	1	2	3	4	5	6	7
	Verdünnte Lösung Benzol ($\eta \cdot 10^2 = 0{,}65$)	Reine Flüssigkeit					
	$\tau \cdot 10^{11}$	$\eta \cdot 10^2$	$\tau \cdot 10^{11}$ „erwartet"	$\tau \cdot 10^{11}$ gemessen			τ erwartet : τ gemessen (36 cm)
				Absorption 5 m	Dispersion 36,6 cm	Dispersion 10 cm	
Oktylchlorid . . .	3,76	1,21	4,84	1,53	1,45	1,04	3,3
Decylchlorid . . .	4,66	1,88	9,99	2,62	2,7	1,6	3,7
Laurylchlorid . .	5,89	2,79	20,0	4,06	3,7	1,85	5,0
Cetylchlorid . . .	6,95	5,70	50,4	8,1	5,0	2,6	10,0

Abweichungen davon könnten über Besonderheiten bei diesen Fällen Aufschluß geben. Die Molekularpolarisationen der aliphatischen Chloride sind gegen die idealen Werte nur wenig herabgesetzt ($R = 0{,}73$, 0,76, 0,80, 0,85 für Oktyl-, Decyl, Lauryl- und Cetylchlorid), und es sei zunächst angenommen, daß die normale Rotationsbehinderung die Relaxationszeiten im gleichen Betrage herabsetze. Dann folgen aus den in Spalte 1 der Tabelle III enthaltenen τ-Werten der verdünnten Lösungen unter gleichzeitiger Berücksichtigung der in Spalte 2 geschriebenen Viskositäten die Relaxationszeiten τ (erwartet) der reinen Flüssigkeit in Spalte 3. Die dementsprechend erwarteten Sprungwellenlängen λ_s (bei denen die DK um die Hälfte der Differenz $\varepsilon_{\text{statisch}} - n^2$ abgefallen sein soll) sind 16,0, 30,5, 57,3, 133 cm.

Die Figur gibt nun die Dispersionsmessungen im Gebiete von 150–10 cm wieder, die nach der 2. Drudeschen Methode ausgeführt wurden. Es



Messungen der Dispersion der DK an den normalen aliphatischen Chloriden mit 8, 10, 12 und 16 C-Atomen.

findet in dem angegebenen Gebiet zwar ein merkliches Absinken der DK statt (die Werte der statischen DK sind durch die waagerechten gestrichelten Linien angedeutet). Sieht man jedoch zunächst bei Lauryl- und Cetylchlorid von der bei $\lambda = 200$ cm noch verbleibenden geringen Differenz gegenüber der statischen DK ab, so findet der Hauptteil des Abfalls allgemein bei viel kürzeren Wellen statt, als durch die oben berechneten λ_s-Werte gekennzeichnet sein sollte. Für Cetylchlorid ist die „erwartete" Kurve ($\lambda_s = 133$ cm, $\tau = 50 \cdot 10^{-11}$) gestrichelt eingezeichnet. Außer der Verschiebung des Gebietes merklichen DK-Abfalls nach kürzeren Wellen erscheinen die wirklichen Dispersionskurven viel flacher als diejenigen, die sich für eine Relaxationszeit ergeben würden. (Eine solche ist für Cetylchlorid punktiert eingezeichnet.) Man hat also mehrere Relaxationszeiten bzw. eine kontinuierliche Verteilungskurve für dieselben anzunehmen. Der Schwerpunkt dieser Verteilung ist jedenfalls gegenüber dem „erwarteten" Wert beträchtlich nach kleineren Werten verschoben. Ob die verbleibende *DK*-Differenz für $\lambda > 2$ m bei Lauryl- und Cetylchlorid noch einem starken Ausläufer dieser τ-Verteilung zuzuschreiben ist (das hieße weiterer allmählicher Anstieg) oder ob noch eine getrennte Gruppe von längeren Relaxationszeiten existiert (das hieße eine neue Dispersionsstufe nach anfänglich horizontalem Verlauf), darüber müßten Messungen bei noch längeren Wellen entscheiden.

Um nun trotz des komplizierten Verlaufs der Dispersionskurven einige quantitative Aussagen zu machen, haben wir den anfänglichen Verlauf der Kurven, und zwar vom angenähert horizontalen Bereich bei $\lambda > 100$ cm bis zum Meßpunkt bei $\lambda = 36{,}6$ cm, der in allen Fällen schon einen merklichen *DK*-Abfall ergibt, durch Debyesche Kurven mit einer Relaxationszeit angenähert und die entsprechenden τ-Werte in Spalte 5 von Tabelle III eingetragen. Abgesehen von dem Ausläufer (bzw. der langwelligen τ-Gruppe) für Lauryl- und Cetylchlorid stellen diese Werte

diejenigen dar, die für den Verlauf bei längeren Wellen, also z. B. für die dort gemessene Absorption (dielektrischer Verlust) maßgebend sind. Es wurde nun auch der dielektrische Verlust bei etwa $\lambda = 5$ m mit der von Fischer und Frank[1]) beschriebenen Anordnung gemessen. Die daraus berechneten Relaxationszeiten sind in Spalte 4 der Tabelle III eingetragen und zeigen bei Oktyl- und Decylchlorid innerhalb der Fehlergrenze Übereinstimmung mit den aus der Dispersion bei $\lambda = 36{,}6$ cm folgenden Werten; das zeigt, daß sich auch bei komplizierten Dispersionskurven der Verlauf bei längeren Wellen durch eine in bestimmter Weise definierte[2]) „Langwellenrelaxationszeit" beschreiben läßt. Bei Lauryl- und Cetylchlorid sind die aus der Absorption bei 5 m berechneten τ-Werte entsprechend der Größe der noch verbleibenden DK-Differenzen größer als die Werte τ aus der Dispersion bei 36,6 cm, weil noch eine zusätzliche Absorption im Langwellengebiet mitgemessen wurde. In Spalte 6 von Tabelle III sind noch τ-Werte für den DK-Abfall bei $\lambda = 10$ cm angegeben, die entsprechend dem flacher werdenden Verlauf kleiner sind als die für $\lambda = 36{,}6$ cm. Spalte 7 enthält schließlich die Verhältnisse τ (erwartet) zu τ (36,6 cm), also Faktoren, die die allgemeine Verschiebung des Dispersionsgebietes nach kürzeren Wellen kennzeichnen. Dieselben steigen an (bis zum Werte 10) mit der Anzahl (8–16) der Glieder in den aliphatischen Kettenmolekülen.

Zur Erklärung der allgemeinen Verkleinerung von τ gegenüber den nach den Messungen der verdünnten Lösungen erwarteten Werten liegt folgende Annahme nahe: Es bildet sich ein quasikristalliner Ordnungszustand aus durch bevorzugte Parallellagerung der langgestreckten Moleküle und dieser bewirkt, daß die Moleküle leichter und vorzugsweise um die Längsachse rotieren. Die Drehungen um die zur Längsachse senkrechten Achsen, die bei einer Umgebung aus Benzolmolekülen (verdünnte Lösung) große Reibung und Relaxationszeiten ergeben, dürften also stark unterdrückt sein zugunsten der mit geringerer Reibung verbundenen Drehung um die Längsachse. Für diese Rotationen ist ein kleiner Reibungswiderstand (molekulare Viskosität) maßgebend, weil wegen der symmetrischen Anordnung der Nachbarmoleküle nur kleine (zwischenmolekulare) Potentialberge zu überwinden sind. Dagegen dürfte ein Herausdrehen aus der bevorzugten Parallellage durch das elektrische Feld nur selten sein und die Überwindung eines steilen und hohen Potentialberges erfordern. (Vielleicht rührt davon her die für längere Wellen noch verbleibende Dispersion bei Lauryl- und Cetylchlorid, die dann etwa der Vergrößerung von τ bei der Assoziation der Alkohole entsprechen würde.) In dieser Betrachtungsweise entfällt auch der einfache Zusammenhang der makroskopischen Viskosität mit den so detaillierten Reibungsgrößen für die molekulare Rotation. Die gemessene Viskosität bezieht sich ja auf die Translation der Moleküle gegeneinander. Eine einfache Proportionalität von η mit der Reibungsgröße für die Molekülrotation wird nur bei Molekülen mit angenäherter Kugelgestalt bestehen bzw. für anders geformte Moleküle nur, wenn sie sich in der Umgebung von angenähert kugelförmigen Molekülen befinden (verdünnte Lösung); dagegen wird bei parallel gelagerten langen Molekülen der Reibungswiderstand für die Drehung um die lange Achse bedeutend kleiner sein als der Reibungswiderstand für die Translation. Allgemein dürften die vielfach gefundenen verhältnismäßig kleinen Relaxationszeiten bei sehr zähen, aus langkettigen Molekülen bestehenden Dipolflüssigkeiten sich dadurch erklären, daß nicht die makroskopische Viskosität, sondern ein verkleinerter molekularer Reibungswiderstand für Drehungen um besonders bevorzugte Achsen (bzw. von besonderen Molekülteilen) maßgebend ist. Entsprechende Betrachtung gilt für feste Dipolsubstanzen. An Lösungen von Cetylpalmitat in festem Paraffinwachs hat nämlich Jackson[1]) verhältnismäßig kleine Relaxationszeiten gefunden, welche im Sinne der Formel $\tau = \frac{8\pi\eta_i a^3}{2kT}$ durch eine Viskosität beschrieben werden, die nur etwa derjenigen eines zähen Öles entspricht; man hat also hier anzunehmen, daß das bezüglich einer Achse symmetrisch innere Feld die entsprechenden Rotationen des Moleküls oder von Teilen desselben verhältnismäßig leicht von statten gehen läßt. A. Müller[2]) erklärt das Wirksamwerden der Dipolpolarisation von festen langkettigen Ketonen in einem weiten Gebiet unterhalb des Schmelzpunktes durch die Möglichkeit von Rotationen um die lange Achse. Es ist interessant zu sehen, daß entsprechende Verhältnisse schon im flüssigen Zustand auftreten, sich damit also ein enger Zusammenhang zwischen dem quasikristallinen Zustand der Flüssigkeit und dem kristallinen

1) l. c.
2) E. Fischer, l. c.

1) W. Jackson, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 197, 1935.
2) A. Müller, Proc. Roy. Soc. (A) **158**, 403, 1937.

der festen Substanz andeutet. Die bei den genannten Beispielen von festen Dipolsubstanzen zunächst anomal erscheinenden Befunde sind nunmehr in einem weiteren Zusammenhang zu sehen.

Auf Grund des entworfenen theoretischen Bildes erklären sich zwanglos die bei den untersuchten aliphatischen Chloriden beobachteten Besonderheiten des Dispersionsverlaufs, insbesondere das Größerwerden der allgemeinen Verschiebung des Dispersionsgebietes mit der Länge des Moleküls (Spalte 7 von Tabelle III). Die Verflachung der Dispersionskurven, also das Auftreten von mehreren bzw. einer kontinuierlichen Verteilung von Relaxationszeiten ist wohl dem statistischen Charakter des quasikristallinen Ordnungszustandes und auch der Struktur des Einzelmoleküls (freie Drehbarkeit) zuzuschreiben. Es dürfte weiterhin interessant sein, die Erscheinungen bei der allmählichen Auflockerung der Struktur durch Verdünnen mit unpolarem Lösungsmittel zu untersuchen, also den Übergang von der reinen Flüssigkeit bis zur verdünnten Lösung genau zu verfolgen.

Die Dispersionsmessungen an den reinen Flüssigkeiten der aliphatischen Chloride im Vergleich mit den Messungen ihrer verdünnten Lösungen zeigten als Beispiel, wie man auch in besonderen Fällen detaillierte Aussagen über den Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation machen kann. Dem zugrunde lag die Kenntnis der Verhältnisse in den „normalen" Flüssigkeiten und dem bei ihnen bestehenden einfachen Zusammenhang zwischen molekularer und makroskopischer Viskosität. Es ist zu erwarten, daß diese Betrachtungsweise nicht nur in ähnlichen Fällen zu neuen speziellen Aussagen führen, sondern auch weitere allgemeine Gesichtspunkte über den Zusammenhang von Flüssigkeitsstruktur und molekularer P ation und Relaxation ergeben wird.

Zusammenfassung

Durch Dispersionsmessungen im Wellenlängengebiet von 150–10 cm wurden die Relaxationszeiten reiner Dipolflüssigkeiten bestimmt, um durch Vergleich mit den in verdünnten Lösungen gemessenen Werten quantitativen Aufschluß über den Einfluß der quasikristallinen Struktur der Flüssigkeiten zu erhalten.

Das Verhalten der Flüssigkeiten mit normaler Dipolwechselwirkung (angenähert kugelförmige Moleküle, nicht besonders frei an der Oberfläche lokalisierte Momente) läßt sich allgemein durch den Debyeschen Ansatz eines Rotationsbehinderungspotentials beschreiben. Das davon abweichende Verhalten der Alkohole wird diskutiert.

Besonderheiten treten auf bei Flüssigkeiten, die aus langkettigen Molekülen bestehen (aliphatische Chloride). Die beobachteten starken Verschiebungen des Dispersionsgebietes nach kürzeren Wellen lassen sich erklären durch die Ausbildung eines quasikristallinen Ordnungszustandes durch bevorzugte Parallellagerung der langen Moleküle. In diesem Falle geschieht die Orientierung der Momente vor allem durch Rotation der Moleküle um die Längsachse, wofür wegen der Symmetrie des inneren Feldes ein geringer Reibungswiderstand besteht. Allgemein sind die verhältnismäßig kleinen Relaxationszeiten sehr zäher, aus langen Molekülen bestehender Dipolflüssigkeiten (und ebenfalls die an entsprechenden festen Substanzen gemessenen) durch Rotationen um bevorzugte Achsen (bzw. von Molekülteilen) zu erklären, für welche ein kleinerer Reibungswiderstand als der durch die makroskopische Viskosität ausgedrückte maßgebend ist.

Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. Debye danken wir herzlich für Diskussionen.

Berlin-Dahlem, Max Planck-Institut.

(Eingegangen 22. November 1939.)

Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn P. Debye: Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen[1])

Von F. Trendelenburg

In einer 1934 gemeinsam mit Herrn E. Franz veröffentlichten Arbeit[2]) „Über das Sektorkopierverfahren zur Verringerung der diffusen Untergrundschwärzung bei Elektronenbeugungsaufnahmen" habe ich bereits auf einen grundsätzlichen Vorteil aufmerksam gemacht, welchen das von mir angegebene „Intensitätsausgleichsverfahren" (das einen im Innern der Elektronenbeugungskamera rotierenden Sektor benutzt) vor dem gleichfalls von mir angegebenen „Schwärzungsausgleichsverfahren" besitzt, bei welchem der Sektor erst beim photographischen Kopierprozeß verwendet wird. Die betreffende Stelle in unserer Veröffentlichung lautet:

„An anderer Stelle (F. Trendelenburg, Naturwiss. *21*, 175, 1933) wurde bereits kurz darauf hingewiesen, daß eine Verbesserung der Auswertbarkeit der Elektronenbeugungsbilder durch Intensitätsausgleich mittels eines im

1) Physik. Zeitschr. **40**, 507, 1939.
2) Wissenschaftl. Veröff. a. d. Siemens-Konz. **31** (H. 1), 48, 1934.

Vakuum bei der Aufnahme rotierenden Sektors möglich ist. Es sei hier bemerkt, daß ein derartiges Vorgehen vor dem in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Schwärzungsausgleichsverfahren insofern einen Vorteil bietet, als beim Intensitätsausgleich die an sich schwachen äußeren Interferenzstrahlen stärker zur Geltung kommen."

Der letzte Satz weist bereits unmißverständlich auf die Abnahme der Intensität der Interferenzen mit dem Ablenkwinkel hin. Die Abnahme ist jetzt von Herrn P. Debye durch die Formel (1) seiner Arbeit für Gase, für die sie allein streng berechenbar ist, quantitativ festgelegt worden.

Herr P. Debye bezeichnet in seiner Arbeit das „Schwärzungsausgleichsverfahren" (welches er Kopierverfahren nennt) in seiner Anwendung auf Moleküle als „ungeeignet" und hält nur das Intensitätsausgleichsverfahren für zweckentsprechend. Um Mißverständnisse zu vermeiden, möchte ich darauf hinweisen, daß das Schwärzungsausgleichsverfahren für kristalline Stoffe, und zwar insbesondere auch solche von extrem kleiner Kristallitgröße sehr gut brauchbar ist; es ist dies praktisch sehr einfach auszuführende Verfahren von uns ja auch vielfach mit Erfolg benutzt worden, um an sich schwache Interferenzlinien deutlich sichtbar zu machen. Daß andererseits das Intensitätsausgleichsverfahren für viele Fragestellungen mehr leisten kann als das Schwärzungsausgleichsverfahren, läßt bereits der obenstehende, aus der gemeinsam mit Herrn E. Franz verfaßten Arbeit entnommene Satz erkennen. Besonders eindrucksvoll hat sich der Vorteil des Intensitätsausgleichsverfahrens, auf den ich 1934 hinwies, dann kürzlich durch Arbeiten von Herrn P. P. Debye[1]) über die Elektronenbeugung an einzelnen Molekülen bestätigt.

1) Physik. Zeitschr. **40**, 66 und 404, 1939.

(Eingegangen 24. Oktober 1939)

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Hamburg Dr. Wilhelm Maak für Mathematik, an der Universität Berlin Dr. Hans Beyer für Chemie und Dr. Dietrich Beischer für physikalische Chemie, an der Universität Halle Dr. Johannes Hoffmeister für Meteorologie und Klimatologie, an der Universität Tübingen Dr. Helmut Wielandt für Mathematik, an der Universität Berlin Dr. Heinz Chomse für anorganische Chemie, an der Universität Gießen Dr. Erwin Fünfer für Physik, an der Universität München Dr. Otto Deutschbein für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Berlin Dr. Herbert Stuart zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Dresden, der Dozent an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Fritz Rehbock zum ord. Professor für angewandte Mathematik und darstellende Geometrie daselbst, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Greifswald Dr. Guido Hoheisel zum ord. Professor für Mathematik an der Universität Köln, der wissenschaftliche Angestellte Dr. Gerhard Fenselau zum Observator beim Geophysikalischen Institut in Potsdam, der nichtbeamtete a. o. Professor für Röntgenphysik und Röntgentechnik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hugo Stintzing zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent an der Universität Leipzig Dr. Hellmut Bredereck zum außerplanmäßigen Professor für Chemie ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für theoretische und angewandte Physik an der Universität Erlangen Dr. Rudolf Reiger.

Gestorben: Der frühere Honorarprofessor an der Technischen Hochschule Dresden und Direktor des Deutschen Forschungsinstituts für Textilindustrie daselbst Dr. Paul Krais.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Winterhalbjahr 1939/40

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Wellenoptik, 2; Physikalisches Praktikum II (mit Aigner und Schober), 30; Die naturwissenschaftlichen Grundlagen unseres Weltbildes (mit Grengg und Weese), 1. — **Flamm:** Physik: Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3. Physikalische Rechenübungen, 1; Physikalisches Seminar, 1. — **Schober:** Geometrische Optik: Strahlenoptik, 2; Physik, 3; Photographische Optik VI: Ausgewählte Kapitel aus der optischen Instrumentenkunde, 2. — **v. Ettenreich:** Elektrische Entladungen in Gasen, 2. — **Bauer:** Quantentheorie und Wellenmechanik des Atoms, 2; Physikalische Statistik, 1. — **Hofbauer:** Kälteerzeugung: Vorrichtungen und physikalische Grundlagen, 2. — **Regler:** Röntgen- und Elektronenoptik, 2. — **Schedler:** Wetter- und Klimalehre, $1^1/_2$. —

Technische Hochschule Danzig. Buchwald: Praktisches Rechnen in Naturwissenschaft und Technik, 1. — **Kossel:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4, Ergänzungen, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I, 8, II, 12. —

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.

Autoren- und Sachregister

Abkürzungen: (Z.B.) = Zusammenfassende Berichte, (B.) = Besprechungen, (N.) = Nachrichten, (Z.) = Zuschriften.

Seite

A.

Absolutbestimmung: Der Einfluß der Blende auf die — der *r*-Einheit, v. C. König 46
Absorption: Dispersion und — kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur, v. E. Keutner u. G. Potapenko. (Vorläufige Mitteilung) 100
— Über die — des Ultraschalls im menschlichen Gewebe und ihre Abhängigkeit von der Frequenz, v. R. Pohlman 159
— von Ultraschall in Quecksilber, v. P. Rieckmann 582
— Die optische — supraleitender Zinnschichten, v. R. Hilsch 592
— Die — der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die Mesonen, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 617
Absorptionen: Die ultraroten — der Seltenen Erd-Ionen, v. G. Rosenthal 508
Adelsberger, U., u. **A. Scheibe,** Aussendung von Normalfrequenzen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender. (Z.) 216
Aluminiumgeräte: Preisausschreiben der Max Buchner-Forschungsstiftung zur Verbesserung der Reinigungsmittel und -verfahren für — in der chemischen Technik. (N) . . . 220
Angenetter, H., u. H. Verleger, Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission von Neon- und Argonkanalstrahlen. 113
Annuario della Pontificia Accademia delle Scienze. I. 1936—1937. (B.) 39
Anthrachinonderivate: Dipolmomente, insbesondere von —, mit Betrachtung des innermolekularen Induktionseffektes, v. E. Fischer u. F. Rogowski 331
Äquivalenzprinzip: Das — der allgemeinen Relativitätstheorie, v. K. Sapper 663
— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker . 667
Argonkanalstrahlen: Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission von Neon- und —, v. H. Angenetter u. H. Verleger 113
Arkel, A. E. van, Reine Metalle. (B.) 696
Arndt, W., Praktische Lichttechnik. (B.) . . . 235
Arnold, M., Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultraviolettbelichtung mit dem Stoßfunken 687
Arrhenius, S., Eine dielektrische Untersuchung von mit Fremdstoffen versetzten Kohlenoxyd-Hämoglobin-Lösungen. 534
Astasierung: Ein Magnetsystem mit veränderbarer —, v. J. Tagger 718
Atmosphäre: Die Absorption der Höhenstrahlung in der — und die Mesonen, v. W. Kolhörster u. J. Matthes 617
Atome: Der Starkeffekt der Balmerlinien nach Durchgang der — durch ein sehr starkes elektrisches Feld, v. R. Ritschl 413

Seite

Atome: Über das Zerplatzen des Uran- und des Thor-Kerns in leichtere —, v. O. Hahn u. F. Straßmann 673
Atomkerne: Über den Abstand der Energiestufen der —, v. P. O. Müller 615
— Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von — durch Höhenstrahlen, v. G. Stetter u. H. Wambacher 702
Atommodell: Experimentelle Widerlegung der statistischen Auffassung des Bohrschen —, v. J. Stark 590
Atomstoß: Lichtanregung durch Ionen- und —, v. W. Maurer. (Z.B.) 161
Aufladepotentiale: Eine einfache Anordnung zur Messung der — elektronenbestrahlter Leuchtstoffschichten, v. R. Frerichs u. E. Krautz 229
— Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und Leuchtsubstanzen, v. C. Hagen. 621
Aumann, G., Differential- und Integralrechnung, v. O. Haupt, unter Mitarbeit v. —. Bd. I, II, III. (B.). 491

B.

Bachmann, M., Tafeln über Abkühlungsvorgänge einfacher Körper. (B.) 352
Bailey, K. C., The Retardation of chemical reactions. (B.). 182
Ballistische Lichttheorie: Die — und das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, v. O. Mathias. I. II. (Z.B.) 443. 559
Balmerlinien: Der Starkeffekt der — nach Durchgang der Atome durch ein sehr starkes elektrisches Feld, v. R. Ritschl 413
Banden in der Massenspektrographie, v. J. Mattauch u. H. Lichtblau 16
Barbulescu, N., Über die physikalischen Grundlagen der speziellen Relativitätstheorie. . . 140
— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker. . 141
Bäz, G., Über Verlustmessungen an Dipolflüssigkeiten und festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen 394
Bechert, K., Chr. Gerthsen, Atomphysik. I. II. (B.) 435
Beck, J., Konstruktion einer 10-kW-Drehanoden-Röntgenröhre nebst Versuchen über die Struktur von Salzlösungen. 474
Bennewitz, K., u. H. Rötger, Über den plastisch-elastischen Zustand 416
Beschleunigungseffekt: Die ballistische Lichttheorie und das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. II. B. Der ballistische —, v. O. Mathias. (Z.B.) 559
Beuthe, H., Johannes Stark 321
Björnståhl, Y., Über die Bracesche Halbschattenmethode 437

Seite

Blaschke, W., Ebene Kinematik. (B.) 435
— u. **G. Bol**, Geometrie der Gewebe. (B.) . . . 219
Blätter für Geschichte der Technik. Hrsg. v. Österreichischen Forschungsinstitut für Geschichte der Technik in Wien. Heft 4. 5. (B.) 490
Blende: Der Einfluß der — auf die Absolutbestimmung der ν-Einheit, v. C. König . . 40
Bohrsches Atommodell: Experimentelle Widerlegung der statistischen Auffassung des —, v. J. Stark 500
Bol, G., u. **W. Blaschke**, Geometrie der Gewebe. (B.) 219
Böning, P., Elektrische Isolierstoffe. (B.) . . . 491
Bracesche Halbschattenmethode: Über die —, v. Y. Björnstähl 437
Brandenberger, E., Angewandte Kristallstrukturlehre. (B.) 540
Brechungsexponent und Molrefraktion des Methans bzw. des Deuteromethans, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. E. Hetland 29
Brillouin, L., Les tenseurs en mécanique et en élasticité. (B.) 182
Broglie, L. de, La mécanique ondulatoire des systèmes de corpuscules. (B.) 460
Bromsilber-Gelatine-Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in —, v. W. Meidinger. IV. 73
Brückmann, H., Antennen, ihre Theorie und Technik. (B.) 596
Bruhns, W., Petrographie (Gesteinskunde). Neubearb. v. P. Ramdohr. 2. Aufl. (B.) . . . 596
Budó, A., Einfluß der Molekülform und frei drehbarer Dipolgruppen auf die dielektrische Relaxation 603
— **E. Fischer** u. **S. Miyamoto**, Einfluß der Molekülform auf die dielektrische Relaxation . . 337

C.

Calthrop, J. E., Advanced experiments in practical physics. (B.) 235
Cartan, L., J. Thibaud u. **P. Comparat**, Quelques techniques actuelles en physique nucléaire. (B.) 219
Coe, C. J., Theoretical Mechanics. (B.) 540
Comparat, P., J. Thibaud u. **L. Cartan**, Quelques techniques actuelles en physique nucléaire. (B.) 219
Courant, R., u. **D. Hilbert**, Methoden der mathematischen Physik. II. (B.) 70
Czuber, E., Die statistischen Forschungsmethoden. 3. erw. Aufl. Hrsg. v. F. Burkhardt. (B.) 40

D.

Dämpfung: Die — von Kapillarwellen, v. A. Klemm 483
Dänzer, H., Zur Theorie der paramagnetischen Relaxation 557
Debye, P., Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen 507
— — Bemerkung, hierzu v. Trendelenburg . 727
— Untersuchung eines neuen Vorschlags zur Fourier-Analyse von Elektronenaufnahmen 573

Seite

Debye, P. P., Ein neues Aufnahmeverfahren von Elektroneninterferenzen an einzelnen Molekülen. (Vorläufige Mitteilung) 66
— Elektroneninterferenzen an leichten Molekülen nach dem Sektorverfahren 404
Dehlinger, U., Chemische Physik der Metalle und Legierungen. (B.) 410
— u. **K. Sommermeyer**, Beiträge zur Diskussion eines Gen-Modells 67
Deuteromethan: Brechungsexponent und Molrefraktion des Methans bzw. des —, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. E. Hetland 29
Diebner, K., u. **E. Graßmann**, Künstliche Radioaktivität. (B.) 410
— Künstliche Radioaktivität. IV. (Z.B.) . . . 207
Dielektrische Relaxation: Einfluß der Molekülform auf die —, v. A. Budó, E. Fischer u. S. Miyamoto 337
— von Molekülen mit frei drehbaren Dipolgruppen, v. E. Fischer u. F. C. Frank . . 345
— Einfluß der Molekülform und frei drehbarer Dipolgruppen auf die —, v. A. Budó . . . 603
Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die molekulare und intermolekulare Struktur von Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer 645
Dielektrische Untersuchung: Eine — von mit Fremdstoffen versetzten Kohlenoxyd-Hämoglobin-Lösungen, v. S. Arrhenius 534
Dielektrizitätskonstante: Die Spannungsabhängigkeit der Dispersion der — starker Elektrolyte, v. F. Frölich 124
Diemke, H., u. **W. Fritz**, Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit von natürlicher Steinkohle und von Koks 301
Diffusion: Zur Theorie der Diffusionspotentiale. Stationäre — und Henderson-Verteilung, v. L. G. Sillén 466
Diffusionspotentiale: Zur Theorie der — Stationäre Diffusion und Henderson-Verteilung, v. L. G. Sillén 466
Dimensionszahl: Das Huygens-Kirchhoffsche Prinzip für beliebige —, v. P. O. Müller . 428
Dingler, H., Die Methode der Physik. (B.) . . 411
Dipolflüssigkeiten: Über Verlustmessungen an — und festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen, v. G. Bäz 394
— Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die molekulare und intermolekulare Struktur von —, v. E. Fischer . . . 645
— Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und Relaxation in —, v. E. Fischer u. G. Klages 721
Dipolgruppen: Dielektrische Relaxation von Molekülen mit frei drehbaren —, v. E. Fischer u. F. C. Frank 345
— Einfluß der Molekülform und frei drehbarer — auf die dielektrische Relaxation, v. A. Budó 603
Dipolmomente, insbesondere von Anthrachinonderivaten, mit Betrachtung des innermolekularen Induktionseffektes, v. E. Fischer u. F. Rogowski 331
Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur, v. E. Keutner u. G. Potapenko (Vorläufige Mitteilung) . 190
— Die Spannungsabhängigkeit der — der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte, v. F. Frölich 124
— Über die — des Ultraschalls in Flüssigkeiten, v. F. Matossi 294

Seite

Dispersoid-Analysen-Methoden: Preisausschreiben der Max Buchner-Forschungsstiftung zur Schaffung von für die Technik geeigneten — (N.) 220

D-Linie: Über das Intensitätsverhältnis der zwei Komponenten der — in der bewegten und in der ruhenden Emission, v. J. Stark u. H. Verleger 518

Dobiński, S., Zur Struktur polierter Metallflächen (Bemerkung zur Arbeit v. E. Plessing) . . 232

— — Bemerkung v. E. Plessing 233

Dopplereffekt: Der quadratische —, v. G. Otting 681

Drehanoden-Röntgenröhre: Konstruktion einer 10-kW-— nebst Versuchen über die Struktur von Salzlösungen, v. J. Beck 474

Durchgriff: Über ein Röhrenprüffeld zur Messung von —, Steilheit und innerem Widerstand mittels Wechselstrom, v. E.-W. Helmholz 201

E.

Eck, H., Untersuchungen im Sättigungszustand des Wassers von 350° C bis zur kritischen Temperatur 3

Eichung: Prüfung der Härte von Waagenschneiden und -pfannen bei der —, v. H. Johannsen 185

Eigenschwingungen: Über die — der zylindrischen und sphärischen Welt, v. P. O. Müller . . 366

Eistert, B., Tautomerie und Mesomerie. (B.) . . 430

Elastisch-plastischer Zustand: Über den —, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 416

Elastizitätseigenschaften: Die — von dünnen Quarzfäden, v. O. Reinkober 385

Elastizitätsmoduluntersuchungen: Die Ausbiegung schlanker, gerader Stäbe bei Beanspruchung auf Knickung und ihre meßtechnische Verwendung für statische —, v. O. Meißer . 551

Elektrisches Feld: Einfluß des — auf Sauerstoffatome und Wassermoleküle im Molekularstrahlversuch, v. H. Scheffers 1

— Der Starkeffekt der Balmerlinien nach Durchgang der Atome durch ein sehr starkes —, v. R. Ritschl 413

Elektrische Grundeinheiten: Stellungnahme zu der Frage der —, v. H. v. Steinwehr . . 515

Elektrische Wellen: Dispersion und Absorption kurzer — und Molekülstruktur, v. E. Keutner u. G. Potapenko (Vorläufige Mitteilung) . 100

Elektrischer Widerstand: Untersuchungen über den — von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern, v. A. Foroud u. E. Justi 501

Elektrochemische Potentiale: Der Verlauf der — im Cu_2O-Gleichrichter, v. E. Lange . . 230

Elektrodenmaterial: Einfluß von Funkenart (Länge) und — auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultraviolettbelichtung mit dem Stoßfunken, v. M. Arnold 687

Elektrodynamischer Erschütterungsmesser: Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen —, v. H. Martin 577

Elektrolyte: Die Spannungsabhängigkeit der Dispersion der Dielektrizitätskonstante starker —, v. F. Frölich 124

Elektronenaufnahmen: Untersuchung eines neuen Vorschlags zur Fourier-Analyse von —, v. P. Debye 573

Seite

Elektronenbestrahlte Leuchtstoffschichten: Eine einfache Anordnung zur Messung der Aufladepotentiale —, v. R. Frerichs u. E. Krautz 229

Elektronenbestrahlte Metalle: Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen — und Leuchtsubstanzen, v. C. Hagen 621

Elektroneninterferenzen: Ein neues Aufnahmeverfahren von — an einzelnen Molekülen, v. P. P. Debye. (Vorläufige Mitteilung) 66

— an leichten Molekülen nach dem Sektorverfahren, v. P. P. Debye 404

— Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von —, v. P. Debye 507

— — Bemerkung v. F. Trendelenburg . . . 727

Elektronenspinumkehrung: Die Wahrscheinlichkeit der — bei Zusammenstößen in *NO*-Gas, v. H. O. Kneser 681

Emde, F., Um wieviel unterscheiden sich die Spannungen selbstgefertigter Westonelemente? . 512

Emission: Über das Intensitätsverhältnis der zwei Komponenten der *D*-Linie in der bewegten und in der ruhenden Emission, v. J. Stark u. H. Verleger 518

Empfindlichkeit: Über ein Nadel-Vibrationsgalvanometer hoher —, v. W. Rump 493

— und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers, v. H. Martin 577

Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine- —, v. W. Meidinger. IV 73

Energieaustausch: Über den — zwischen Translation und Rotation durch Stöße, v. H. Haber 541

Energiereiche Kernprozesse der Ultrastrahlung, v. E. M. Schopper u. E. Schopper 22

Energiestufen: Über den Abstand der — der Atomkerne, v. P. O. Müller 615

Erdbebenstationen: Meßergebnisse mitteleuropäischer — und ihre physikalische Auswertung, v. G. Schmerwitz 611

Erschütterungsmesser: Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen —, v. H. Martin 577

Esau, A., Nachruf auf Max Wien 41

Eucken, A., Lehrbuch der Chemischen Physik. 2., vollkommen neu bearb. Aufl. I. Bd. (B.) 491

F.

Fadenausschlag: Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem — bei Fadenelektrometern, v. J. Tagger . 408

— 2. Mitteilung 695

Fadenelektrometer: Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem Fadenausschlag bei —, v. J. Tagger . 408

— — 2. Mitteilung 695

Faradayeffekt: Der — in schwerem Wasser, v. F. Gabler 32

Feinstruktur: Über die — der Wasserstofflinien, v. J. Stark 591

Feld: Einfluß des elektrischen — auf Sauerstoffatome und Wassermoleküle im Molekularstrahlversuch, v. H. Scheffers 1

Seite

Feld: Der Starkeffekt der Balmerlinien nach Durchgang der Atome durch ein sehr starkes elektrisches —, v. R. Ritschl 413
Feldtkeller, R., Einführung in die Siebschaltungstheorie der elektrischen Nachrichtentechnik. (B.) 595
Fermi, E., Moleküle und Kristalle. Autor. Übersetzg. v. M. Schön u. K. Birus. (B.) . . . 182
Finbak, Chr., Die Streuung von Röntgenstrahlen durch ein System von rotierenden Molekülen 26
Finkelnburg, W., Kontinuierliche Spektren. (B.) 71
Fischer, E., Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die molekulare und intermolekulare Struktur von Dipolflüssigkeiten 645
— **A. Budó** u. **S. Miyamoto,** Einfluß der Molekülform auf die dielektrische Relaxation . . . 337
— u. **F. C. Frank,** Dielektrische Relaxation von Molekülen mit frei drehbaren Dipolgruppen 345
— u. **G. Klages,** Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten 721
— u. **F. Rogowski,** Dipolmomente, insbesondere von Anthrachinonderivaten, mit Betrachtung des innermolekularen Induktionseffektes . . 331
Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz photographischer Halogensilbergelatineschichten bei tiefen Temperaturen, v. W. Meidinger 517
Flüssigkeiten: Über die Dispersion des Ultraschalls in —, v. F. Matossi 294
— Die molekulare Struktur der — im Modellversuch, v. W. Kast u. H. A. Stuart . . 714
Foroud, A., u. **E. Justi,** Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern . . . 501
Forschung und Prüfung: 50 Jahre Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Hrsg. v. J. Stark. (B.) 70
Fortschritte der Astronomie: Hrsg. v. d. Astronomischen Gesellschaft. Bd. I. (B.) 217
Fourier-Analyse: Untersuchung eines neuen Vorschlags zur — von Elektronenaufnahmen, v. P. Debye 573
Frank, F. C., u. **E. Fischer,** Dielektrische Relaxation von Molekülen mit frei drehbaren Dipolgruppen 345
Frei drehbare Dipolgruppen: Dielektrische Relaxation von Molekülen mit —, v. E. Fischer u. F. C. Frank 345
— Einfluß der Molekülform und — auf die dielektrische Relaxation, v. A. Budó 603
Fremdstoffe: Eine dielektrische Untersuchung von mit — versetzten Kohlenoxyd-Hämoglobin-Lösungen, v. S. Arrhenius 534
Frequenz: Über die Absorption des Ultraschalls im menschlichen Gewebe und ihre Abhängigkeit von der —, v. R. Pohlman 159
Frequenzcharakteristiken: Empfindlichkeit und — eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers, v. H. Martin 577
Frerichs, R., u. **E. Krautz,** Eine einfache Anordnung zur Messung der Aufladepotentiale elektronenbestrahlter Leuchtstoffschichten . . . 229
Fritz, W., u. **H. Diemke,** Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit von natürlicher Steinkohle und von Koks 361
Frivold, O. E., O. Hassel u. **E. Hetland,** Brechungsexponent und Molrefraktion des Methans bzw. des Deuteromethans 29

Seite

Frölich, F., Die Spannungsabhängigkeit der Dispersion der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte 124
Funkenart: Einfluß von — (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultraviolettbelichtung mit dem Stoßfunken, v. M. Arnold 687

G.

Gabler, F., Der Faradayeffekt in schwerem Wasser 32
Gas: Die Wahrscheinlichkeit der Elektronenspinumkehrung bei Zusammenstößen in *NO*—, v. H. O. Kneser 681
Gekoppelte Höhenstrahlen: Registrierungen —, v. W. Kolhörster 488
Gelatine-Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber—, v. W. Meidinger IV 73
Gen-Modell: Beiträge zur Diskussion eines —, v. K. Sommermeyer u. U. Dehlinger . . . 67
Gerthsen, Chr., K. Bechert, Atomphysik. I. II. (B.) 435
Gleichrichter: Der Verlauf der elektrochemischen Potentiale im Cu_2O—, v. E. Lange . . . 230
Glühkathodenstrahlemission: Über eine die — begleitende Materiestrahlung, v. W. Reichelt 387
Glühlampen: Untersuchungen an — bei Wechselstrom, v. W. Leo 116
Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Systemnummer 03, 22, Lief. 5; 25, Lief. 1; 27, Teil B, Lief. 2; 25, Lief. 2; 30, Lief. 1; 27 Teil B, Lief. 3; 22, Lief. 6; Lief. 7; 59 F Abt. II, Lief. 1; 64; 66; 68 Teil A, Lief. 1; 27 Teil B Lief. 4; 35 Teil A Lief. 6; 68 Abt. B Lief. 1. (B.) 39, 183, 315. 516
Graßmann, E., u. **K. Diebner,** Künstliche Radioaktivität (B.) 410
— Künstliche Radioaktivität. IV. (Z.B.) . . . 297
Grimsehl-Tomaschek, Lehrbuch der Physik. Bd. I. 10. Aufl.; Bd. II. 8. Aufl. (B.) 315, 353
Grundeinheiten: Stellungnahme zu der Frage der elektrischen —, v. H. v. Steinwehr . . . 515

H.

Haber, H., Über den Energieaustausch zwischen Translation und Rotation durch Stöße . . 541
Hagen, C., Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und Leuchtsubstanzen . . 621
Hahn, O., u. **F. Straßmann,** Über das Zerplatzen des Uran- und des Thor-Kerns in leichtere Atome 673
Halbschattenmethode: Über die Bracesche —, v. Y. Björnståhl 437
Halbwertbreite: Über die Intensitätsverteilung und die — der Neonlinien insbesondere bei tiefen Temperaturen, v. K. Krämer . . . 81
Halogensilbergelatineschichten: Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz photographischer — bei tiefen Temperaturen, v. W. Meidinger 517
Hämoglobin-Lösungen: Eine dielektrische Untersuchung von mit Fremdstoffen versetzten Kohlenoxyd-—, v. S. Arrhenius 534

Seite

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Hrsg. v. E. Abderhalden. Lief. 467. Abt. V. Teil 10. Heft 7. (B.) 217
Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Hrsg. v. A. Eucken u. K. L. Wolf. Bd. I. Abschnitt II. (B.) 71
Härte: Prüfung der — von Waagenschneiden und -pfannen bei der Eichung, v. H. Johannsen 185
Hartmann, H., Max Planck als Mensch und Denker. (B.) 353
Hassel, O., O. E. Frivold u. **E. Hetland,** Brechungsexponent und Molrefraktion des Methans bzw. des Deuteromethans 29
Haupt, O., unter Mitarbeit v. G. Aumann, Differential- und Integralrechnung. Bd. I. II. III. (B.) 491
Helmholz, E.-W., Über ein Röhrenprüffeld zur Messung von Durchgriff, Steilheit und innerem Widerstand mittels Wechselstrom 201
Henderson-Verteilung: Zur Theorie der Diffusionspotentiale. Stationäre Diffusion und —, v. L. G. Sillén 466
Hetland, E., O. E. Frivold u. **O. Hassel,** Brechungsexponent und Molrefraktion des Methans bzw. des Deuteromethans 29
Hilbert, D., u. **R. Courant,** Methoden der mathematischen Physik. II. (B.) 70
Hilsch, R., Die optische Absorption supraleitender Zinnschichten 592
— Eine Nebelkammer für Vorlesungsversuche . 594
Hoheisel, G., Gewöhnliche Differentialgleichungen. 3., neubearb. Aufl. (B.) 217
Höhenstrahlen: Sonnenaktivität und —, v. W. Kolhörster 107
— Registrierungen gekoppelter —, v. W. Kolhörster 488
— Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch —, v. G. Stetter u. H. Wambacher 702
Höhenstrahlung: Nachweis der Mesotronen der — durch Luftdruckkompensation, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 142
— Die Absorption der — in der Atmosphäre und die Mesonen, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 617
Hohn, H., Chemische Analysen mit dem Polarographen. Hrsg. v. E. Zintl. (B.) 144
Huygens-Kirchhoffsches Prinzip: Das — für beliebige Dimensionszahl, v. P. O. Müller . . 428
„Hydrophobic Colloids" Symposium. (B.) . . . 182

I.

Induktionsänderung: Die magnetische — in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 43
Induktionseffekt: Dipolmomente, insbesondere von Anthrachinonderivaten, mit Betrachtung des innermolekularen —, v. E. Fischer u. F. Rogowski 331
Innermolekularer Induktionseffekt: Dipolmomente, insbesondere von Anthrachinonderivaten, mit Betrachtung des —, v. E. Fischer u. F. Rogowski 331
Intensität: Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die — ultraroter Oberschwingungen, v. F. Matossi 323

Seite

Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission von Neon- und Argonkanalstrahlen, v. H. Angenetter u. H. Verleger 113
Intensitätsverhältnis: Über das — der zwei Komponenten der *D*-Linie in der bewegten und in der ruhenden Emission, v. J. Stark u. H. Verleger 518
Intensitätsverteilung: Über die — und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei tiefen Temperaturen, v. K. Krämer 81
Intermolekulare Struktur: Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die molekulare und — von Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer 645
Ionen: Die ultraroten Absorptionen der Seltenen-Erd- —, v. G. Rosenthal 508
Ionenstoß: Lichtanregung durch — und Atomstoß, v. W. Maurer. (Z.B.) 161
Isolierstoffe: Über Verlustmessungen an Dipolflüssigkeiten und festen technischen — bei Zentimeterwellen, v. G. Bäz 394
Isotopieverschiebung im Neonspektrum, v. H. Schober. II. Mitteilung 77

J.

Jainski, P., Die spektrale Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges und ihre Bedeutung für die Lichtmeßtechnik. (B.) 235
Jander, W., Lehrbuch für das anorganisch-chemische Praktikum. (B.) 667
Jeans, J., Die Musik und ihre physikalischen Grundlagen. (B.) 183
Jellinek, K., Lehrbuch der physikalischen Chemie. V. Bd. (B.) 492
Jentschke, W., u. **F. Prankl**, Über die Kerntrümmer aus neutronenbestrahltem Uran . . 706
— u. **G. Stetter,** Über die 3,2 MeV γ-Strahlung des angeregten *ThD*-Kernes 104
Johannsen, H., I. Prüfung der Härte von Waagenschneiden und -pfannen bei der Eichung (Erläuterung zum 635. Zusatz zur Instruktion). II. Untersuchungen über die Genauigkeit der Vorlasthärteprüfung 185
Joos, G., u. **J. Teltow,** Zur Deutung der Knallwellenausbreitung an der Trennschicht zweier Medien 289
Juilfs, J., Zur Berechnung der zufälligen Mehrfachkoinzidenzen 697
Justi, E., u. **A. Foroud,** Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern . . . 501

K.

Kalender der Technik 1939. Bearb. v. M. Conzelmann. (B.) 183
Kältekongreß: VIII. Internationaler — 1940. (N.) 72
Kältetagung: VDI. — am 22. und 23. Mai 1939 in Dresden (N.) 388
Kants Opus postumum. Hrsg. v. A. Buchenau. Bd. I. II. (B.) 619

Seite

Kapazitätsänderung: Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der — mit dem Fadenausschlag bei Fadenelektrometern, v. J. Tagger . . 408
— — 2. Mitteilung 695
Kapazitätsmessung: Eine einfache Methode der — und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem Fadenausschlag bei Fadenelektrometern, v. J. Tagger . . 408
— — 2. Mitteilung 695
Kapillarwellen: Die Dämpfung von —, v. A. Klemm 483
Kast, W., u. **H. A. Stuart,** Die molekulare Struktur der Flüssigkeiten im Modellversuch . . 714
Keramische Werkstoffe: Über den Wechselstromwiderstand von — bei Temperaturen bis zu 600°, v. E. F. Richter 597
Kern: Über die 3,2 *MeV* γ-Strahlung des angeregten *ThD*-—, v. G. Stetter u. W. Jentschke 104
Kernprozesse: Energiereiche — der Ultrastrahlung, v. E. M. Schopper u. E. Schopper . 22
Kerntrümmer: Über die — aus neutronenbestrahltem Uran, v. W. Jentschke u. F. Prankl 700
Keutner, E., u. **G. Potapenko,** Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur. (Vorläufige Mitteilung) 100
Kirchhoff-Huygenssches Prinzip: Das — für beliebige Dimensionszahl, v. P. O. Müller . . 428
Klages, G., u. **E. Fischer,** Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten 721
Kleinkalibergewehr: Der Ricochetschuß mit dem —, v. P. Kunze 643
Klemm, A., Die Dämpfung von Kapillarwellen 483
Klotter, K., Einführung in die technische Schwingungslehre. 1. Bd. (B.) 235
Klumb, H., Beobachtungen und Untersuchungen an Kristalldetektoren 640
Knallwellenausbreitung: Zur Deutung der — an der Trennschicht zweier Medien, v. G. Joos u. J. Teltow 289
Kneser, H. O., Die Wahrscheinlichkeit der Elektronenspinumkehrung bei Zusammenstößen in *NO*-Gas 681
Kodak: Abridged Scientific Publications from the — Research Laboratories. Bd. XIX, 1937. (B.) 388
Kohlenoxyd-Hämoglobin-Lösungen: Eine dielektrische Untersuchung von mit Fremdstoffen versetzten —, v. S. Arrhenius . . 534
Kohlrausch, K. W. F., Der Smekal-Raman-Effekt. Erg.-Bd. 1931—1937. (B.) 217
Koinzidenzen: Zur Berechnung der zufälligen Mehrfach—, v. J. Juilfs 697
Koks: Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit von natürlicher Steinkohle und von —, v. W. Fritz u. H. Diemke 361
Kolhörster, W., Sonnenaktivität und Höhenstrahlen 107
— Registrierungen gekoppelter Höhenstrahlen u. **J. Matthes,** Nachweis der Mesotronen der Höhenstrahlung durch Luftdruckkompensation 142
— — Die Absorption der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die Mesonen 617
Komponenten: Über das Intensitätsverhältnis der zwei — der *D*-Linie in der bewegten und in der ruhenden Emission, v. J. Stark u. H. Verleger 518

Seite

König, C., Der Einfluß der Blende auf die Absolutbestimmung der γ-Einheit 46
Konstanz: Die ballistische Lichttheorie und das Prinzip der — der Lichtgeschwindigkeit, v. O. Mathias. I. II. (Z.B.) 443. 550
Koppelungseinflüsse: Temperatur- und — auf die Intensität ultraroter Oberschwingungen, v. F. Matossi 323
Körper: Der feste —. Vorträge an der Tagung der Physikalischen Gesellschaft Zürich, anläßlich der Feier ihres 50jährigen Bestehens. (B.) 234
— Über die Leuchtdichte des Schwarzen — bei der Temperatur des erstarrenden Platins, v. H. Willenberg 389
Kowalewski, G., Große Mathematiker. (B.) . . 218
— Grundbegriffe und Hauptsätze der höheren Mathematik, insbesondere für Ingenieure und Naturforscher. (B.) 239
Krämer, K., Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei tiefen Temperaturen 81
Krautz, E., u. **R. Frerichs,** Eine einfache Anordnung zur Messung der Aufladepotentiale elektronenbestrahlter Leuchtstoffschichten . . . 220
Kristalldetektoren: Beobachtungen und Untersuchungen an —, v. H. Klumb 640
Kritische Temperatur: Untersuchungen im Sättigungszustand des Wassers von 350° C bis zur —, v. H. Eck 3
Kritzinger, H. H., u. **F. Stuhlmann,** Artillerie und Ballistik in Stichworten. (B.) 353
Künstliche Radioaktivität IV, v. K. Diebner u. E. Graßmann. (Z.B.) 297
Kunze, P., Der Ricochetschuß mit dem Kleinkalibergewehr 643

L.

Lange, E., Der Verlauf der elektrochemischen Potentiale im Cu_2O-Gleichrichter 230
Längsfelder: Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und —, v. A. Foroud u. E. Justi 501
Legierungen: Magnetische Messungen an langen Stäben beträchtlichen Querschnittes aus Stahl und neueren —, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519
Leo, W., Untersuchungen an Glühlampen bei Wechselstrom 119
Leuchtdichte: Über die — des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins, v. H. Willenberg 389
Leuchtstoffschichten: Eine einfache Anordnung zur Messung der Aufladepotentiale elektronenbestrahlter —, v. R. Frerichs u. E. Krautz 220
Leuchtsubstanzen: Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und —, v. C. Hagen 621
Lichtanregung durch Ionen- und Atomstoß, v. W. Maurer. (Z.B.) 161
Lichtblau, H., u. **J. Mattauch,** Banden in der Massenspektrographie 10
Lichteinheit: Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins (Vorbereitende Messungen für die neue —), v. H. Willenberg 389

Seite

Lichtelektrische Leitung: Über die optische Durchlässigkeit des Selens im Zusammenhang mit der —, v. G. Mönch 487

Lichtemission: Intensitätsdissymmetrie in der — von Neon- und Argonkanalstrahlen, v. H. Angenetter u. H. Verleger 113

Lichtgeschwindigkeit: Die ballistische Lichttheorie und das Prinzip der Konstanz der —, v. O. Mathias. I. II. (Z.B.) . . . 443, 559

Lichttheorie: Die ballistische — und das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, v. O. Mathias. I. II. (Z.B.) 443, 559

Linie: Über das Intensitätsverhältnis der zwei Komponenten der *D*-— in der bewegten und in der ruhenden Emission, v. J. Stark u. H. Verleger 518

Littmann, M., Getterstoffe und ihre Anwendung in der Hochvakuumtechnik. (B.) 218

Littrow, J. J. v., Die Wunder des Himmels. (B.) 184

Lösungen: Eine dielektrische Untersuchung von mit Fremdstoffen versetzten Kohlenoxyd-Hämoglobin-—, v. S. Arrhenius 534

Luckey, P., Nomographie. Praktische Anleitung zum Entwerfen graphischer Rechentafeln. 3. verb. Aufl. (B.) 144

Luftdruckkompensation: Nachweis der Mesotronen der Höhenstrahlung durch —, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 142

M.

Magnetische Induktionsänderung: Die — in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 43

Magnetische Messungen an langen Stäben beträchtlichen Querschnittes aus Stahl und neueren Legierungen, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519

Magnetische Quer- und Längsfelder: Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken —, v. A. Foroud u. E. Justi 501

Magnetsystem: Ein — mit veränderbarer Astasierung, v. J. Tagger 718

Martin, H., Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers 577

Massenspektrographie: Banden in der —, v. J. Mattauch u. H. Lichtblau 16

Materiestrahlung: Über eine die Glühkathodenstrahlemission begleitende —, v. W. Reichelt 387

Mathias, O., Die ballistische Lichttheorie und das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. I. II. (Z.B.) 443, 559

Matossi, F., Über die Dispersion des Ultraschalls in Flüssigkeiten 294

— Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die Intensität ultraroter Oberschwingungen . . 323

Matschoß, C., Große Ingenieure. (B.) 230

Mattauch, J., u. H. Lichtblau, Banden in der Massenspektrographie 16

Matthes, I., u. W. Kolhörster, Nachweis der Mesotronen der Höhenstrahlung durch Luftdruckkompensation 142

— Die Absorption der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die Mesonen 617

Seite

Maurer, W., Lichtanregung durch Ionen- und Atomstoß. (Z.B.) 161

Medien: Zur Deutung der Knallwellenausbreitung an der Trennschicht zweier —, v. G. Joos u. J. Teltow 289

Mehrfachkoinzidenzen: Zur Berechnung der zufälligen —, v. J. Juilfs 697

Mehrfachzertrümmerung: Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die — von Atomkernen durch Höhenstrahlen, v. G. Stetter u. H. Wambacher 702

Meidinger, W., Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen. IV. . . 73

— Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz photographischer Halogensilbergelatineschichten bei tiefen Temperaturen 517

Meißer, O., Die Ausbiegung schlanker, gerader Stäbe bei Beanspruchung auf Knickung und ihre meßtechnische Verwendung für statische Elastizitätsmoduluntersuchungen 551

Menschliches Gewebe: Über die Absorption des Ultraschalls im — und ihre Abhängigkeit von der Frequenz, v. R. Pohlman 159

Mesonen: Die Absorption der Höhenstrahlung in der Atmosphäre und die —, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 617

Mesotronen: Nachweis der — der Höhenstrahlung durch Luftdruckkompensation, v. W. Kolhörster u. I. Matthes 142

Messung: Über eine objektive spektralphotometrische — des Streulichtes von Nebeln, v. R. Teucher 90

— Über ein Röhrenprüffeld zur — von Durchgriff, Steilheit und innerem Widerstand mittels Wechselstrom, v. E.-W. Helmholz 201

— Eine einfache Anordnung zur — der Auflade-potentiale elektronenbestrahlter Leuchtstoffschichten, v. R. Frerichs u. E. Krautz . 229

Messungen: Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins (Vorbereitende — für die neue Lichteinheit), v. H. Willenberg 389

— Magnetische — an langen Stäben beträchtlichen Querschnittes aus Stahl und neueren Legierungen, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519

Metalle: Aufladepotentiale, Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter — und Leuchtsubstanzen, v. C. Hagen . 621

Metallflächen: Zur Struktur polierter —, v. S. Dobiński. (Bemerkung zur Arbeit v. E. Plessing) 232

— — Bemerkung von E. Plessing 233

Metallographische Ferienkurse an der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg vom 1.—11. März 1939. (N.) 112

Methan: Brechungsexponent und Molrefraktion des — bzw. des Deuteromethans, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. E. Hetland . . . 29

Meyer, J., Einführung in die Chemie für Studierende technischer Berufe. (B.) 620

Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung. Hrsg. v. F. Körber. (B.) . 620

Miyamoto, S., A. Budó u. E. Fischer, Einfluß der Molekülform auf die dielektrische Relaxation 337

Modellversuch: Die molekulare Struktur der Flüssigkeiten im —, v. W. Kast u. H. A. Stuart 714

Mohler, H., Lösungsspektren mit Spektren der Vitamine, Hormone, des Lignins und der chemischen Kampfstoffe und Einführung in die

Seite

Absorptionsspektrophotometrie für Chemiker, Pharmazeuten, Mediziner, Biologen und Studierende. (B.) 144
Molekül $SiHCl_3$: Untersuchung des — mit Röntgeninterferenzen, v. M. H. Pirenne 145
Molekulare Rotation: Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die — und Relaxation in Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer u. G. Klages 721
Molekulare Struktur: Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die — und intermolekulare Struktur von Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer 645
— Die — der Flüssigkeiten im Modellversuch, v. W. Kast u. H. A. Stuart 714
Molekularstrahlversuch: Einfluß des elektrischen Feldes auf Sauerstoffatome und Wassermoleküle im —, v. H. Scheffers 1
Moleküle: Die Streuung von Röntgenstrahlen durch ein System von rotierenden —, v. Chr. Finbak 26
— Ein neues Aufnahmeverfahren von Elektroneninterferenzen an einzelnen —, v. P. P. Debye. (Vorläufige Mitteilung) 66
— Dielektrische Relaxation von — mit frei drehbaren Dipolgruppen, v. E. Fischer u. F. C. Frank 345
— Elektroneninterferenzen an leichten — nach dem Sektorverfahren, v. P. P. Debye . . . 404
Molekülform: Einfluß der — auf die dielektrische Relaxation, v. A. Budó, E. Fischer u. S. Miyamoto 337
— Einfluß der — und frei drehbarer Dipolgruppen auf die dielektrische Relaxation, v. A. Budó 603
Molekülstruktur: Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und —, v. E. Keutner u. G. Potapenko. (Vorläufige Mitteilung) 100
Molrefraktion: Brechungsexponent und — des Methans bzw. des Deuteromethans, v. O. E. Frivold, O. Hassel u. E. Hetland . . . 29
Molybdäneinkristalle: Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von — unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern, v. A. Foroud u. E. Justi . 501
Mönch, G., Über die optische Durchlässigkeit des Selens im Zusammenhang mit der lichtelektrischen Leitung 487
Moser, H., u. **A. Zmaczynski,** Sättigungsdruck von Wasserdampf zwischen 73 und 130° . . 221
— — Berichtigung 412
Müller, P. O., Über die Eigenschwingungen der zylindrischen und sphärischen Welt 366
— Das Huygens-Kirchhoffsche Prinzip für beliebige Dimensionszahl 428
— Über den Abstand der Energiestufen der Atomkerne 615

N.

Nadel-Vibrationsgalvanometer: Über ein — hoher Empfindlichkeit, v. W. Rump . . . 493
National Physical Laboratory, The. Abstracts of Papers published in the Year 1937. (B.) . . 668
— — in the Year 1938. (B.) 668
Nautischer Funkdienst 1939: Sonderdruck „Zeitsignale" des —. (N.) 439
Nebel: Über eine objektive spektralphotometrische Messung des Streulichtes von —, v. R. Teucher 90
Seite

Nebelkammer: Eine — für Vorlesungsversuche, v. R. Hilsch 594
Neonkanalstrahlen: Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission von — und Argonkanalstrahlen, v. H. Angenetter u. H. Verleger 113
Neonlinien: Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der — insbesondere bei tiefen Temperaturen, v. K. Krämer . . . 81
Neonspektrum: Isotopieverschiebung im —, v. H. Schober. II. Mitteilung 77
Neugebauer, Th., Über eine physikalische Theorie der Selbstreproduktion der Viren 406
Neutronen: Eine einfache Anordnung zur Erzeugung von —, v. C. Weiß u. H. Westmeyer 461
Neutronenbestrahltes Uran: Über die Kerntrümmer aus —, v. W. Jentschke u. F. Prankl 706
Normalfrequenzen: Aussendung von — der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) 210
Novokonstant: Untersuchungen an dem Widerstandswerkstoff —, v. A. Schulze 357

O.

Oberschwingungen: Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die Intensität ultraroter —, v. F. Matossi 323
Optische Absorption: Die — supraleitender Zinnschichten, v. R. Hilsch 502
Optische Durchlässigkeit: Über die — des Selens im Zusammenhang mit der lichtelektrischen Leitung, v. G. Mönch 487
Ott, M., Chemie für Studierende und zum Selbstunterricht. Teil II. III. (B.) 620
Otting, G., Der quadratische Dopplereffekt . . 681

P.

Paramagnetische Relaxation: Zur Theorie der —, v. H. Dänzer 537
Phosphoreszenz: Fluoreszenz bzw. — photographischer Halogensilbergelatineschichten bei tiefen Temperaturen, v. W. Meidinger . . 517
Photographische Halogensilbergelatineschichten: Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz — bei tiefen Temperaturen, v. W. Meidinger 517
Photolytisch gebildetes Silber: Untersuchungen über Masse und Verteilung des — in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen, v. W. Meidinger IV 73
Physical Laboratory: The National —. Report for the Year 1937. (B.) 334
Physik: Internationale Tagung für — 4.—10. September 1939 in Zürich. (N.) 339
Physikalisch-Technische Reichsanstalt: Aussendung von Normalfrequenzen der — über den Deutschlandsender, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger. (Z.) 210
— Bericht über die Tätigkeit der — im Jahre 1938 257
— Veröffentlichungen der — im Jahre 1938 . 284
Physikalische Grundlagen: Über die — der speziellen Relativitätstheorie, v. N. Barbulescu 140
— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker . 141

Seite

Physikalische Theorie: Über eine — der Selbstreproduktion der Viren, v. Th. Neugebauer 406
Pirenne, M. H., Untersuchung des Moleküls $SiHCl_3$ mit Röntgeninterferenzen 145
Planck, M., Determinismus oder Indeterminismus (B.) 411
Plastisch-elastischer Zustand: Über den —, v. K. Bennewitz u. H. Rötger 416
Platin: Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden —, v. H. Willenberg 389
Plessing, E., Zur Struktur polierter Metallflächen, v. S. Dobiński. (Bemerkung zur Arbeit v. —) 232
— Bemerkung zur vorstehenden Notiz v. S. Dobiński 233
Pohlman, R., Über die Absorption des Ultraschalls im menschlichen Gewebe und ihre Abhängigkeit von der Frequenz 159
Polierte Metallflächen: Zur Struktur —, v. S. Dobiński. (Bemerkung zur Arbeit v. E. Plessing) 232
— — Bemerkung v. E. Plessing 233
Potapenko, G., u. **E. Keutner,** Dispersion und Absorption kurzer elektrischer Wellen und Molekülstruktur. (Vorläufige Mitteilung) 100
Potentiale: Der Verlauf der elektrochemischen — im Cu_2O-Gleichrichter, v. E. Lange 230
Prankl, F., u. **W. Jentschke,** Über die Kerntrümmer aus neutronenbestrahltem Uran . 706

Q.

Quadratischer Dopplereffekt: Der —, v. G. Otting 681
Quarzfäden: Die Elastizitätseigenschaften von dünnen —, v. O. Reinkober 385
Quasikristalline Struktur: Einfluß der — auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer u. G. Klages 721
Quecksilber: Absorption von Ultraschall in —, v. P. Rieckmann 582
Querfelder: Untersuchungen über den elektrischen Widerstand von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen — und Längsfeldern, v. A. Foroud u. E. Justi 501
Querschnitt: Magnetische Messungen an langen Stäben beträchtlichen — aus Stahl und neueren Legierungen, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519

R.

Radioaktivität: Künstliche — IV, v. K. Diebner u. E. Graßmann. (Z.B.) 297
Reichelt, W., Über eine die Glühkathodenstrahlemission begleitende Materiestrahlung . . . 387
Reinkober, O., Die Elastizitätseigenschaften von dünnen Quarzfäden 385
Relativitätstheorie: Über die physikalischen Grundlagen der speziellen —, v. N. Barbulescu 140
— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker . 141
— Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen —, v. K. Sapper 663
— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker . 667

Seite

Relaxation: Einfluß der Molekülform auf die dielektrische —, v. A. Budó, E. Fischer u. S. Miyamoto 337
— Dielektrische — von Molekülen mit frei drehbaren Dipolgruppen, v. E. Fischer u. F. C. Frank 345
— Zur Theorie der paramagnetischen —, v. H. Dänzer 557
— Einfluß der Molekülform und frei drehbarer Dipolgruppen auf die dielektrische —, v. A. Budó 603
— Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare Rotation und — in Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer u. G. Klages . . . 721
Relaxationsuntersuchungen: Dielektrische — im Hinblick auf die molekulare und intermolekulare Struktur von Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer 645
Richter, E.-F., Über den Wechselstromwiderstand von keramischen Werkstoffen bei Temperaturen bis zu 600° 597
Richter, H., u. **J. F. Rider,** Die Kathodenstrahlenröhre. (B.) 184
Ricochetschuß: Der — mit dem Kleinkalibergewehr, v. P. Kunze 643
Rider, J. F., u. **H. Richter,** Die Kathodenstrahlenröhre. (B.) 184
Rieckmann, P., Absorption von Ultraschall in Quecksilber 582
Riemann, B., Partielle Differentialgleichungen und ihre Anwendungen auf physikalische Fragen. Unveränd. Abdr. d. 3. Aufl. (B.) . . . 219
Ritschl, R., Der Starkeffekt der Balmerlinien nach Durchgang der Atome durch ein sehr starkes elektrisches Feld 413
Rogowski, F., u. **E. Fischer,** Dipolmomente, insbesondere von Anthrachinonderivaten, mit Betrachtung des innermolekularen Induktionseffektes 331
Röhrenprüffeld: Über ein — zur Messung von Durchgriff, Steilheit und innerem Widerstand mittels Wechselstrom, v. E.-W. Helmholz 201
Röntgen-Einheit: Der Einfluß der Blende auf die Absolutbestimmung der *r*-Einheit, v. C. König 46
Röntgeninterferenzen: Untersuchung des Moleküls $SiHCl_3$ mit —, v. M. H. Pirenne . . . 145
Röntgenographischer Ferienkurs an der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg vom 20.—25. März 1939 (N.) 112
Röntgenröhre: Konstruktion einer 10-kW-Drehanoden- — nebst Versuchen über die Struktur von Salzlösungen, v. J. Beck 474
Röntgenstrahlen: Die Streuung von — durch ein System von rotierenden Molekülen, v. Chr. Finbak 26
Rosenthal, G., Die ultraroten Absorptionen der Seltenen Erd-Ionen 508
Rotation: Über den Energieaustausch zwischen Translation und — durch Stöße, v. H. Haber 541
— Einfluß der quasikristallinen Struktur auf die molekulare — und Relaxation in Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer u. G. Klages 721
Rötger, H., u. **K. Bennewitz,** Über den plastisch-elastischen Zustand 416

Seite

Rotierende Moleküle: Die Streuung von Röntgenstrahlen durch ein System von —, v. Chr. Finbak 20

Rump, W., Über ein Nadel-Vibrationsgalvanometer hoher Empfindlichkeit 493

S.

Salzlösungen: Konstruktion einer 10-kW-Drehanoden-Röntgenröhre nebst Versuchen über die Struktur von —, v. J. Beck 474

Sapper, K., Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie 663

— — Bemerkungen v. C. F. v. Weizsäcker . 667

Sättigungsdruck von Wasserdampf zwischen 73 und 130°, v. H. Moser u. A. Zmaczynski . 221

— — Berichtigung 412

Sauerstoffatome: Einfluß des elektrischen Feldes auf — und Wassermoleküle im Molekularstrahlversuch, v. H. Scheffers 1

Schardin, H., Beiträge zur Ballistik und technischen Physik. (B.) 40

Scheffers, G., Lehrbuch der Mathematik. 7. Aufl. (B.) 219

Scheffers, H., Einfluß des elektrischen Feldes auf Sauerstoffatome und Wassermoleküle im Molekularstrahlversuch 1

Scheibe, A., u. **U. Adelsberger**, Aussendung von Normalfrequenzen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender. (Z.) 216

Schlagweitenvergrößerung durch den Strahlstoß und Strahlhelligkeit von Stoßfunken, v. M. Toepler 206

— Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die — durch Ultraviolettbelichtung mit dem Stoßfunken, v. M. Arnold 687

Schmerwitz, G., Meßergebnisse mitteleuropäischer Erdbebenstationen und ihre physikalische Auswertung 611

Schmidt-Glenewinkel, H., Magnetische Messungen an langen Stäben beträchtlichen Querschnittes aus Stahl und neueren Legierungen 519

Schober, H., Isotopieverschiebung im Neonspektrum. II. Mitteilung 77

Schoeneck, H., u. **K. Steiner**, Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung 43

Schopper, E. M., u. **E. Schopper**, Energiereiche Kernprozesse der Ultrastrahlung 22

Schulze, A., Untersuchungen an dem Widerstandswerkstoff Novokonstant 357

Schwaiger, A., Der Schutzbereich von Blitzableitern. (B.) 354

Schwarzer Körper: Über die Leuchtdichte des — bei der Temperatur des erstarrenden Platins, v. H. Willenberg 389

Schweres Wasser: Der Faradayeffekt in —, v. F. Gabler 32

Sektorverfahren: Elektroneninterferenzen an leichten Molekülen nach dem —, v. P. P. Debye 404

— Das — bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen, v. P. Debye 507

— — Bemerkung v. F. Trendelenburg . . . 727

Seite

Sekundäremission: Aufladepotentiale, — und Ermüdungserscheinungen elektronenbestrahlter Metalle und Leuchtsubstanzen, v. C. Hagen 621

Selbstreproduktion: Über eine physikalische Theorie der — der Viren, v. Th. Neugebauer 406

Selen: Über die optische Durchlässigkeit des — im Zusammenhang mit der lichtelektrischen Leitung, v. G. Mönch 487

Seltene Erd-Ionen: Die ultraroten Absorptionen der —, v. G. Rosenthal 508

Silber: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten — in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen, v. W. Meidinger. IV 73

Sillén, L. G., Zur Theorie der Diffusionspotentiale. Stationäre Diffusion und Henderson-Verteilung 466

Sommermeyer, K., u. **U. Dehlinger**, Beiträge zur Diskussion eines Gen-Modells 67

Sonnenaktivität und Höhenstrahlen, v. W. Kolhörster 107

Spannungen: Um wieviel unterscheiden sich die — selbstgefertigter Westonelemente? Von F. Emde 512

Spannungsabhängigkeit: Die — der Dispersion der Dielektrizitätskonstante starker Elektrolyte, v. F. Frölich 424

Späth, W., Physik der mechanischen Werkstoffprüfung. (B.) 354

Spektralphotometrische Messung: Über eine objektive — des Streulichtes von Nebeln, v. R. Teucher 90

Sphärische Welt: Über die Eigenschwingungen der zylindrischen und —, v. P. O. Müller . 366

Stäbe: Magnetische Messungen an langen — beträchtlichen Querschnittes aus Stahl und neueren Legierungen, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519

— Die Ausbiegung schlanker, gerader — bei Beanspruchung auf Knickung und ihre meßtechnische Verwendung für statische Elastizitätsmoduluntersuchungen, v. O. Meißer . 551

Stahl: Magnetische Messungen an langen Stäben beträchtlichen Querschnittes aus — und neueren Legierungen, v. H. Schmidt-Glenewinkel 519

Stark, Johannes, v. H. Beuthe 421

— Experimentelle Widerlegung der statistischen Auffassung des Bohrschen Atommodells . . 590

— Über die Feinstruktur der Wasserstofflinien 591

— u. **H. Verleger**, Über das Intensitätsverhältnis der zwei Komponenten der *D*-Linie in der bewegten und in der ruhenden Emission 518

Starkeffekt: Der — der Balmerlinien nach Durchgang der Atome durch ein sehr starkes elektrisches Feld, v. R. Ritschl 413

Statische Elastizitätsmoduluntersuchungen: Die Ausbiegung schlanker, gerader Stäbe bei Beanspruchung auf Knickung und ihre meßtechnische Verwendung für —, v. O. Meißer 551

Statistische Auffassung: Experimentelle Widerlegung der — des Bohrschen Atommodells, v. J. Stark 590

Steilheit: Über ein Röhrenprüffeld zur Messung von Durchgriff, — und innerem Widerstand mittels Wechselstrom, v. E.-W. Helmholz 201

Steiner, K., u. **H. Schoeneck**, Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur Supraleitung 43

Seite

Steinkohle: Beitrag zur Wärmeleitfähigkeit von natürlicher — und von Koks, v. W. Fritz u. H. Diemke 361

Steinwehr, H. v., Stellungnahme zu der Frage der elektrischen Grundeinheiten 515

Stetter, G., u. **W. Jentschke,** Über die 3,2 MeV γ-Strahlung des angeregten *ThD*-Kernes . . . 104

— u. **H. Wambacher,** Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen 702

Stöße: Über den Energieaustausch zwischen Translation und Rotation durch —, v. H. Haber 541

Stoßfunke: Schlagweitenvergrößerung durch den Strahlstoß und Strahlhelligkeit von —, v. M. Toepler 206

— Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultravioletbelichtung mit dem —, v. M. Arnold 687

Strahlhelligkeit: Schlagweitenvergrößerung durch den Strahlstoß und — von Stoßfunken, v. M. Toepler 206

Strahlstoß: Schlagweitenvergrößerung durch den — und Strahlhelligkeit von Stoßfunken, v. M. Toepler 206

γ-Strahlung: Über die 3,2 MeV — des angeregten *ThD*-Kernes, v. G. Stetter u. W. Jentschke 104

Straimer, G., Der Kondensator in der Fernmeldetechnik. (B.) 539

Straßmann, F., u. **O. Hahn,** Über das Zerplatzen des Uran- und des Thor-Kerns in leichtere Atome 673

Streulicht: Über eine objektive spektralphotometrische Messung des — von Nebeln, v. R. Teucher 90

Streuung: Die — von Röntgenstrahlen durch ein System von rotierenden Molekülen, v. Chr. Finbak 26

Stromdurchflossene Supraleiter: Die magnetische Induktionsänderung in — beim Übergang zur Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 43

Struktur: Zur — polierter Metallflächen, v. S. Dobiński. (Bemerkung zur Arbeit v. E. Plessing) 232

— — Bemerkung v. E. Plessing 233

— Konstruktion einer 10-kW-Drehanoden-Röntgenröhre nebst Versuchen über die — von Salzlösungen, v. J. Beck 474

— Dielektrische Relaxationsuntersuchungen im Hinblick auf die molekulare und intermolekulare — von Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer 645

— Die molekulare — der Flüssigkeiten im Modellversuch, v. W. Kast u. H. A. Stuart 714

— Einfluß der quasikristallinen — auf die molekulare Rotation und Relaxation in Dipolflüssigkeiten, v. E. Fischer u. G. Klages 721

Stuart, H. A., u. **W. Kast,** Die molekulare Struktur der Flüssigkeiten im Modellversuch . . 714

Stuhlmann, F., u. **H. H. Kritzinger,** Artillerie und Ballistik in Stichworten. (B.) 353

Supraleitende Zinnschichten: Die optische Absorption —, v. R. Hilsch 592

Supraleiter: Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen — beim Übergang zur Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 43

Supraleitung: Die magnetische Induktionsänderung in stromdurchflossenen Supraleitern beim Übergang zur —, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 43

T.

Tagger, J., Eine einfache Methode der Kapazitätsmessung und ihre Anwendung zur Bestimmung der Kapazitätsänderung mit dem Fadenausschlag bei Fadenelektrometern . . 408

— Zur Kapazitätsmessung mit dem Fadenelektrometer. 2. Mitteilung 695

— Ein Magnetsystem mit veränderbarer Astasierung 718

Teichmann, H., Vektoralgebra und ihre Anwendungen. (B.) 572

Teltow, J., u. **G. Joos,** Zur Deutung der Knallwellenausbreitung an der Trennschicht zweier Medien 289

Temperatur: Untersuchungen im Sättigungszustand des Wassers von 350° C bis zur kritischen —, v. H. Eck 3

— Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen. IV. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der —, v. W. Meidinger 73

— Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der — des erstarrenden Platins, v. H. Willenberg 389

Temperaturen: Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei tiefen —, v. K. Krämer . . 81

— Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz photographischer Halogensilbergelatineschichten bei tiefen —, v. W. Meidinger 517

— Über den Wechselstromwiderstand von keramischen Werkstoffen bei — bis zu 600°, v. E.-F. Richter 597

Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die Intensität ultraroter Oberschwingungen . . 323

Teucher, R., Über eine objektive spektral-photometrische Messung des Streulichtes von Nebeln 90

Thibaud, J., L. Cartan u. **P. Comparat,** Quelques techniques actuelles en physique nucléaire. (B.) 219

Thor-Kern: Über das Zerplatzen des Uran- und des — in leichtere Atome, v. O. Hahn u. F. Straßmann 673

Tiefe Temperaturen: Über die Intensitätsverteilung und die Halbwertbreite der Neonlinien insbesondere bei —, v. K. Krämer 81

— Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz photographischer Halogensilbergelatineschichten bei —, v. W. Meidinger 517

Tomaschek-Grimsehl, Lehrbuch der Physik. Bd. I. 10. Aufl.; Bd. II. 8. Aufl. (B.) 315. 353

Toepler, M., Schlagweitenvergrößerung durch den Strahlstoß und Strahlhelligkeit von Stoßfunken 206

Translation: Über den Energieaustausch zwischen — und Rotation durch Stöße, v. H. Haber 541

Seite

Trendelenburg, F., Bemerkung zu der Veröffentlichung von Herrn P. Debye: Das Sektorverfahren bei der Aufnahme von Elektroneninterferenzen 727
Trennschicht: Zur Deutung der Knallwellenausbreitung an der — zweier Medien, v. G. Joos u. J. Teltow 289

U.

Ultrarote Absorptionen: Die — der Seltenen Erdionen, v. G. Rosenthal 508
Ultrarote Oberschwingungen: Temperatur- und Koppelungseinflüsse auf die Intensität —, v. F. Matossi 323
Ultraschall: Über die Absorption des — im menschlichen Gewebe und ihre Abhängigkeit von der Frequenz, v. R. Pohlman 159
— Über die Dispersion des — in Flüssigkeiten, v. F. Matossi 294
— Absorption von — in Quecksilber, v. P. Rieckmann 582
Ultrastrahlung: Energiereiche Kernprozesse der —, v. E. M. Schopper u. E. Schopper . 22
Ultraviolettbelichtung: Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch — mit dem Stoßfunken, v. M. Arnold 687
Uran: Über die Kerntrümmer aus neutronenbestrahltem —, v. W. Jentschke u. F. Prankl 706
Uran-Kern: Über das Zerplatzen des — und des Thor-Kerns in leichtere Atome, v. O. Hahn u. F. Straßmann 673

V.

Valentiner, S., Vektoranalysis. 5., erneut durchges. Aufl. (B.) 540
Verleger, H., u. **H. Angenetter,** Intensitätsdissymmetrie in der Lichtemission von Neon- und Argonkanalstrahlen 113
— u. **J. Stark,** Über das Intensitätsverhältnis der zwei Komponenten der *D*-Linie in der bewegten und in der ruhenden Emission 518
Verlustmessungen: Über — an Dipolflüssigkeiten und festen technischen Isolierstoffen bei Zentimeterwellen, v. G. Bäz 394
Vibrationsgalvanometer: Über ein Nadel- — hoher Empfindlichkeit, v. W. Rump 493
Viren: Über eine physikalische Theorie der Selbstreproduktion der —, v. Th. Neugebauer . 406
Volterra, V., Conférences sur quelques questions de Mécanique et de Physique mathématique. I. (B.) 492
Vorlasthärteprüfung: Untersuchungen über die Genauigkeit der —, v. H. Johannsen . . 185
Vorlesungsverzeichnis für das Sommerhalbjahr 1939 315
— — Nachtrag 355
— — Nachtrag 388
— — Nachtrag 436
— — für das Winterhalbjahr 1939/40 668
— — Richtigstellung 696
— — **Nachtrag** 728

W.

Seite

Waagenpfannen: Prüfung der Härte von Waagenschneiden und — bei der Eichung, v. H. Johannsen 185
Waagenschneiden: Prüfung der Härte von — und -pfannen bei der Eichung, v. H. Johannsen 185
Wambacher, H., u. **G. Stetter,** Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfachzertrümmerung von Atomkernen durch Höhenstrahlen 702
Wärmeleitfähigkeit: Beitrag zur — von natürlicher Steinkohle und von Koks, v. W. Fritz u. H. Diemke 361
Wasser: Untersuchungen im Sättigungszustand des — von 350° C bis zur kritischen Temperatur, v. H. Eck 3
— Der Faradayeffekt in schwerem —, v. F. Gabler 32
Wasserdampf: Sättigungsdruck von — zwischen 73 und 130°, v. H. Moser u. A. Zmaczynski 221
— — Berichtigung 412
Wassermoleküle: Einfluß des elektrischen Feldes auf Sauerstoffatome und — im Molekularstrahlversuch, v. H. Scheffers 1
Wasserstofflinien: Über die Feinstruktur der —, v. J. Stark 501
Weber, K., Inhibitorwirkungen. (B.) 72
Wechselstrom: Untersuchungen an Glühlampen bei —, v. W. Leo 116
— Über ein Röhrenprüffeld zur Messung von Durchgriff, Steilheit und innerem Widerstand mittels —, v. E.-W. Helmholz 201
Wechselstromwiderstand: Über den — von keramischen Werkstoffen bei Temperaturen bis zu 600°, v. E.-F. Richter 597
Weiß, C., u. **H. Westmeyer,** Eine einfache Anordnung zur Erzeugung von Neutronen . . 461
Weiß, P., Ein Zählrohrverstärker mit beliebigem Untersetzungsverhältnis 34
— — Bemerkung zu der Arbeit 220
— Zur Untersuchung von Zählrohruntersetzern 37
Weizsäcker, C. F. v., Bemerkungen zu der Arbeit v. N. Barbulescu, Über die physikalischen Grundlagen der speziellen Relativitätstheorie 141
— Bemerkungen zu der Arbeit: „Das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie", v. K. Sapper 667
Wellen: Dispersion und Absorption kurzer elektrischer — und Molekülstruktur, v. E. Keutner u. G. Potapenko. (Vorläufige Mitteilung) 100
Werkstoffe: Über den Wechselstromwiderstand von keramischen — bei Temperaturen bis zu 600°, v. E.-F. Richter 597
Westmeyer, H., u. **C. Weiß,** Eine einfache Anordnung zur Erzeugung von Neutronen 461
Westonelemente: Um wieviel unterscheiden sich die Spannungen selbstgefertigter —? Von F. Emde 512
Wheatcroft, E. L. E., Gaseous Electric Conductors. (B.) 355
Widerstand: Über ein Röhrenprüffeld zur Messung von Durchgriff, Steilheit und innerem — mittels Wechselstrom, v. E.-W. Helmholz 201
— Untersuchungen über den elektrischen — von Molybdäneinkristallen unter der Einwirkung von starken magnetischen Quer- und Längsfeldern, v. A. Foroud u. E. Justi 501

Seite

Widerstandswerkstoff: Untersuchungen an dem — Novokonstant, v. A. Schulze 357
Wien, M.: Nachruf auf —, v. A. Esau 41
Willenberg, H., Über die Leuchtdichte des Schwarzen Körpers bei der Temperatur des erstarrenden Platins (Vorbereitende Messungen für die neue Lichteinheit) 389
Wooster, W. A., A text book on crystal physics. (B.) 220

Z.

Zählrohruntersetzer: Zur Untersuchung von —, v. P. Weiß 37
Zählrohrverstärker: Ein — mit beliebigem Untersetzungsverhältnis, v. P. Weiß 34
Zählrohrverstärker: Ein — mit beliebigem Untersetzungsverhältnis, v. P. Weiß. Bemerkung zu der Arbeit 220
Zeitsignale: Sonderdruck des „Nautischen Funkdienstes 1939". (N.) 436
Zentimeterwellen: Über Verlustmessungen an Dipolflüssigkeiten und festen technischen Isolierstoffen bei —, v. G. Bäz 394
Zertrümmerung: Neuere Ergebnisse von Untersuchungen über die Mehrfach— von Atomkernen durch Höhenstrahlen, v. G. Stetter u. H. Wambacher 702
Zinnschichten: Die optische Absorption supraleitender —, v. R. Hilsch 592
Zmaczynski, A., u. **H. Moser,** Sättigungsdruck von Wasserdampf zwischen 73 und 130° 221
—— Berichtigung 412
Zylindrische Welt: Über die Eigenschwingungen der — und sphärischen Welt, v. P. O. Müller 366

Namenverzeichnis der „Personalien“

Amthor, C. † 492.
Antweiler, H. J. 572.
Auwers, K. v. † 412.
Auwers, O. v. 572.
Awe, W. 644.

Baars, E. 572.
Bader, W. 436.
Baier, O. 388.
Bargellini, G. 516.
Bauerfeld, W. 40.
Bechtold, K. 540.
Beckmann, E. 144.
Beischer, D. 728.
Bergmann, L. 596.
Bernoulli, A. L. † 220.
Bessel-Hagen, E. 696.
Beyer, H. 728.
Bittel, H. 236.
Blacher, C. † 220.
Bohrmann, A. 144. 356.
Bollé, E. † 144.
Böning, P. 320. 460.
Braun, J. v. † 144.
Bredereck, H. 728.
Brendel, M. † 696.
Briegleb, G. 144.
Brintzinger, H. 644.
Brohm, K. 540.
Bruggencate, P. 696.
Büttner, K. 644.

Carlsohn, H. 672.
Chomse, H. 728.
Cook, I. W. 516.

Darapsky, A. 540.
Debye, P. 492. 572.
Dehlinger, U. 144.
Deiters, J. 388.
Deutschbein, O. 728.
Döring, W. 644.

Eggert, O. 436.
Eichler, M. 596.
Esau, A. 356.
Evans, M. G. 516.

Feher, F. 236.
Fenselau, G. 728
Fischer, G. 184.
Fischer, J. 460.
Fischer, W. 436.
Flatt, R. 436.
Franz, W. 696.
Friese, H. 672.
Fromherz, H. 492.
Fuchs, O. 412.
Fünfer, E. 728.

Gerthsen, Chr. 388.
Goldschmidt, J. 144.
Gombás, P. 696.
Gondoletsch, F. 696.
Grösser, H. 236.
Groth, W. 572. 596.
Grundmann, W. 388.
Gudden, B. 596.
Günther, P. 220.

Haberland, G. 644.
Harms, H. 356.
Häusler, H. 72.
Haworth, R. D. 540.
Haxel, O. 236.
Heiduschka, A. 572.
Heinkel 72.
Heisenberg, W. 516.
Hellmann, G. † 220.
Hellwege, K.-H. 644.
Hernler, F. 644.
Hess, V. F. 184.
Hiller, W. 516.
Hilsch, R. 112.
Hock, L. 696.
Hofe, Chr. v. 388.
Hofer, J. † 516.
Hoffmeister, I. 728.
Hofreiter, N. 620.
Hoheisel, G. 728.
Holtz, P. 40.
Huber, A. 672.

Jahr, K. F. 184.
Jantsch, G. 356.
Jäppelt, A. 572.
Jeans, J. 72.
Jenckel, E. 40.
Juckenack, A. † 572.
Jung, F. 388.

Kailan, A. † 596.
Kanthack, R. † 72.
Kappler, E. 572.
Kirschbaum, H. 572.
Kirschstein, F. 492.
Kleinfeller, H. 696.
Kluckow, P. 144.
Kluge, W. 236. 412.
Knauer, F. 644.
Knoll, O. 696.
Knorr, C. A. 644.
Knothe, H. 184.
Kohlschütter, A. 236.
Kohlschütter, H. W. 436.
Koenigs, E. 672.
Koschmieder, H. 220.
Koetschau, R. 412.
Kowalewsky, A. 596.
Krais, P. † 728.
Krames, J. 644.
Krauch, C. 492.
Krüger, K. 356.
Kühler, E. 436.
Kuhn, [illegible]. 436.

Landherr, W. 572.
Langevin, P. 492.
Lenz, E. 572.
Lettau, H. 540.
Lettré, H. 40.
Ley, H. † 72.
Lindemann, F. † 236.
Linstead, R. P. 516. 540.
L'Orange, P. † 540.
Lösch 72.
Lösch, F. 696.
Ludendorff, H. 236.
Ludwig, W. 412.
Lutz, O. 320.

Maak, W. 436. 728.
Mahr, K. W. 320.
Martens, F. F. 184. † 596.
Mattauch, J. 184.
Meisel, K. 72.
Mentzel, R. 492. 572.
Meurer, W. 572.
Meyer, H. 672.
Mohr, E. 572.
Möller, F. 436.
Mügge, R. 40.
Müller 220.
Müller, E. 596.
Müller, H. 236.
Müller, H. 436.
Müller, M. 40.
Müller, R. † 236.
Munroe, Ch. E. † 412.

Nestle, K. Th. 40.
Nówakowski, A. 436.

Oelsen, W. 572.
Orthmann, W. 72.
Ortner, G. 672.
Ostwald, W. 492.

Paweck, H. 492.
Peschl, E. 40.
Petersson, H. 596.
Pirsch, J. 596.
Pohl, R. W. 492.
Prey, A. 460.

Rehbock, F. 356. 728.
Reiff, F. 644.
Rüger, R. 728.
Rellich, F. 236. 320.
Rimarski, W. 516.
Röhrs, W. 436.
Roth, W. 72.
Rothe, R. 144.
Ruff, O. † 620.

Sauter, F. 492.
Schintlmeister, J. 412.
Schlippe, B. v. 184.
Schlomka, Th. 596.
Schmeidler, W. 356.
Schmid, O. v. 644.
Schmidt, A. 596.
Schneider, W. † 516.
Schowalter, E. † 436.
Schrauth, W. † 388.
Schultz-Grunow, F. 572.
Schuster, K. 696.
Schwabe, K. 184.
Schweidler, E. 388.
Seidl, E. † 540.
Semmelhack, W. 436.
Signer, R. 436.
Silbereisen, K. 644.
Sommerfeld, A. 320.
Sörensen, E. 220.
Sörensen, N. A. 412.
Sörensen, S. P. L. † 220.
Späth, E. 516.
Stark, J. 320. 388.
Stehberger, K. 696.
Steidle, H. 572.
Stetter, G. 672.
Sticker, B. 184.
Stille, U. 436.
Stintzing, H. 728.
Strubecker, K. 540.
Stuart, H. 356. 728.
Stueckelberg v. Breidenbach, E. C. G. 320.
Stumpf, K. E. 436.
Süchting, F. 40.
Szabó, Z. 572.

Tammann, G. † 40.
Teichmüller, O. 644.
Tesla; N. 492.
Thiele, H. 572.
Threlfall, W. 40.
Tiselius, A. 40.
Tollmien, W. 144.
Tomaschek, R. 356.
Tornier, E. 220.
Tuma, J. † 40.

Umpfenbach, K.-J. 696.
Urbain, G. † 144.

Vahlen, Th. 72.
Varga, J. 540.
Volkmann, H. 436.

Wagner, C. 516.
Wagner, W. 572.
Wagner-Jauregg, Th. 572.
Wartenberg, H. 72.
Wielandt, H. 728.
Wiener, H. † 492.
Winkel, A. 644.
Wirtz, C. † 220.
Witt, E. 644.
Wittich, H. 644.
Wittig, G. 572.
Wulff, P. 516.

Zassenhaus, H. 220.
Zdralek, O. 40.